



Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale

Philippe Davy

► To cite this version:

Philippe Davy. Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. Sciences de la Terre. Université Rennes 1, 1986. Français. <NNT : >. <tel-00626782>

HAL Id: tel-00626782

<https://theses.hal.science/tel-00626782v1>

Submitted on 28 Sep 2011

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.



HAL Authorization

Ph. DAVY

ISSN 0755-978X

ISBN 2-905532-07-6

**modélisation
thermo - mécanique
de la
collision continentale**

MEMOIRES ET DOCUMENTS

du Centre Armoricaïn

d'Etude Structurale

des Socles

n° 8

Rennes 1986



16 OCT. 1986



Goupil

INSTITUT de GÉOLOGIE de RENNES	
Numero d'inventaire Bibliothèque	4061

10 OCT. 1986



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

N° 8

Ph. DAVY

INSTITUT de GÉOLOGIE de RENNES	
Numéro d'inventaire Bibliothèque	4061

MODELISATION THERMO-MECANIQUE DE LA COLLISION CONTINENTALE.

THESE DE L'UNIVERSITE DE PARIS SUD

SOUTENUE LE 9 MAI 1986

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

1986



ISSN : 0755-978 X

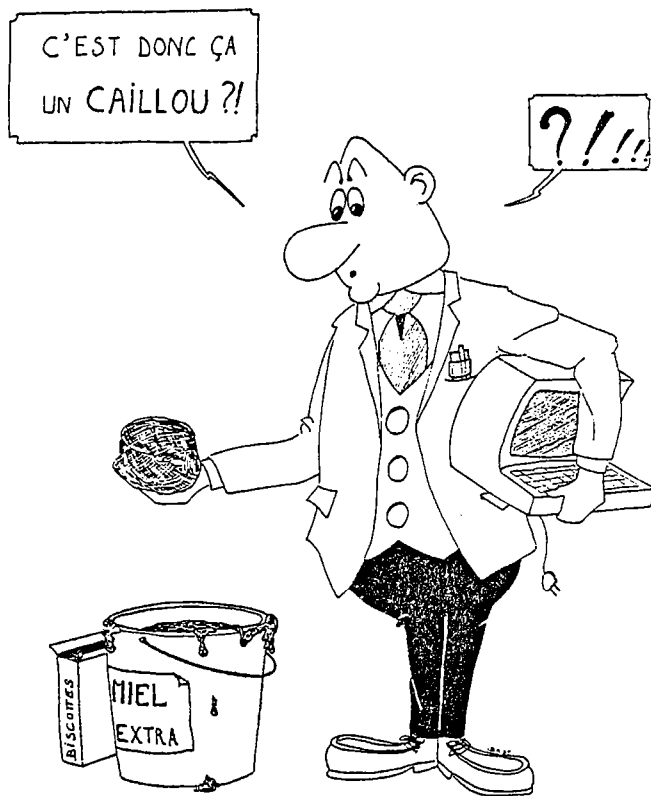
ISBN : 2-905532-07-6

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

Ph. DAVY (1986)

Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale.

Mém. Docum. Centre Arm. Et. Struct. Socles, Rennes 8 : 233 p.



Jean de Bremont d'Ars.

" Faire des modèles pour reproduire
la nature n'a aucun intérêt "

P. Choukroune, Clermont-Ferrand le 27/03/1986

MODELISATION THERMO-MECANIQUE DE LA COLLISION CONTINENTALE

INTRODUCTION.....	2
CHAPITRE 1: LES MECANISMES DE LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE.....	5
I INTRODUCTION.....	5
II LE COMPORTEMENT MOYEN DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE.....	6
II-1 Déformation localisante.....	8
a) le comportement fragile.....	10
b) la déformation localisante ductile.....	11
II-2 Déformation homogène.....	14
II-3 Conclusion.....	19
III MECANISMES PHYSIQUES DE LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE...	20
III-1 Déformation homogène - déformation hétérogène et processus d'épaississement.....	20
III-2 Role de la gravité dans le champ de contrainte.....	22
III-3 Evolution thermique et déformation.....	23
IV LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE ET SES APPROCHES ANTERIEURES.....	25
IV-1 Ecole numérique.....	26
IV-2 Ecole analogique.....	29
IV-3 Une nouvelle approche.....	32
CHAPITRE 2: LA MODELISATION EXPERIMENTALE.....	34
I APPROCHES ANTERIEURES DE LA MODELISATION EXPERIMENTALE.....	34
II MATERIAUX ANALOGUES.....	37
II-1 La partie fragile.....	38
II-2 La partie ductile.....	39
III LES CONDITIONS DE SIMILITUDE.....	40
a) Les équations de la dynamique.....	43
b) Les équations de rhéologie.....	44
IV CONDITIONS AUX LIMITES.....	52
V LIMITES DU MODELE.....	54

CHAPITRE 3: MODELES EXPERIMENTAUX.....	57
I ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EPAISSISSEMENT LITHOSPHERIQUE.....	58
I-1 Procédure expérimentale.....	60
I-2 Modèle 1.....	64
I-3 Modèle 2.....	71
I-4 Conclusions, implications pour l'épaississement crustal.	74
II COLLISION TRIDIMENSIONNELLE.....	78
II-1 Composition du modèle et procédure expérimentale.....	78
II-2 Evolution de la déformation.....	79
II-3 Role de la bordure libre.....	80
II-4 Discussion des principaux mécanismes de la déformation dans une collision continentale.....	81
II-5 Conclusion, discussion.....	83
III VERGENCE ET PROPAGATION DES CHEVAUchements DANS UN SYSTEME FRAGILE-DUCTILE.....	84
III-1 Procédure expérimentale.....	84
III-2 Composition rhéologique du modèle.....	86
III-3 Description des modèles.....	87
III-4 Comparaison des modèles et interprétation.....	93
III-5 Conclusions et implications géologiques.....	96
 APPENDICE 1: FOUR-LAYER STRENGTH PROFILES OF CONTINENTAL LITHOSPHERE FOR MODELLING OF LARGE SCALE DEFORMATION, ...	103
Davy Ph. and Cobbold P.R. soumis à Tectonophysics.	
 CHAPITRE 4: EVOLUTION THERMIQUE DES CHAINES DE COLLISION.....	130
 APPENDICE 2: THE STACKING OF THRUST SLICES IN COLLISION ZONES AND ITS THERMAL CONSEQUENCES.	135
Davy Ph. and Gillet Ph. Tectonics, in press.	
 APPENDICE 3: THERMOMECHANICAL EVOLUTION OF A COLLISION ZONE: THE EXAMPLE OF THE WESTERN ALPS.....	173
Gillet Ph., Davy Ph., Ballèvre M. and Choukroune P. Terra Cognita, 5: 399-404.	
 CHAPITRE 5: EVOLUTION THERMIQUE ET MECANIQUE DANS LES ZONES A CROUTE EPAISSIE: De la tectonique tangentielle aux réajustements gravitaires à l'échelle de l'orogène...	180
 APPENDICE 4: DEFORMATION AND THERMAL HISTORY IN THICKENED CRUSTAL ZONES: FROM THRUST TECTONIC TO GRAVITATIONAL READJUSTMENTS AT THE SCALE OF THE OROGEN.....	183
Davy Ph. and Gillet Ph., in prep.	
 CONCLUSION.....	224

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Le propos de cette thèse est d'étudier les mécanismes physiques de la déformation intracontinentale. A ce jour, la formation des chaînes de montagne a été plus particulièrement abordée grâce à de nombreuses données structurales, géophysiques, pétrologiques ou géochronologiques existantes dans les domaines orogéniques. En effet, les niveaux d'érosion présentent actuellement à la surface des roches qui ont connu des pressions allant de 0 à 25 Kbar. Nous pouvons donc avoir accès à une partie de l'histoire de la déformation ou de l'histoire thermique, de roches enfouies à des profondeurs importantes à l'échelle de la croûte.

1- Dans une première partie, nous abordons la déformation lithosphérique grâce à une approche expérimentale qui nous a permis de simuler cette déformation à grande échelle. Cette approche rend compte d'une partie de la complexité des rhéologies lithosphériques continentales. En particulier, nous nous sommes attachés à respecter les deux comportements extrêmes qui se rencontrent dans la lithosphère :

- . Un comportement rhéologique responsable des déformations hétérogènes, essentiellement localisées dans de grandes failles (F).
- . Un comportement rhéologique responsable d'une déformation plus homogène (ductile, D) où les relations contrainte-vitesse de déformation ne dépendent pas de la déformation totale.

Les modèles analogiques ont été construits à partir de matériaux qui respectent ces propriétés et qui, de plus, sans l'aide d'une centrifugeuse, respectent la part des forces gravitaires par rapport aux forces tectoniques.

Ces modèles ont montré que l'interaction était très forte entre les deux mécanismes responsables des déformations précédemment cités (F et D). En particulier, la répartition des grandes failles, visibles à la surface de la terre et en profondeur grâce aux profils sismiques, dépend des conditions aux limites bien sur, mais aussi de l'importance relative des résistances des couches ductiles et fragiles. Le but ultime de cette modélisation expérimentale est de connaître les relations entre la déformation globale et les conditions aux limites appliquées pour des comportements rhéologiques bien contrôlés. A partir des données sur la déformation à l'état fini (structurales, télédétection, sismique ou gravimétrique) et à partir de la connaissance des conditions aux limites (déplacements aux limites des plaques essentiellement obtenus par le paléomagnétisme), une telle étude peut nous donner des indications précieuses sur le comportement rhéologique de la lithosphère.

2- Dans la deuxième partie de cette thèse, nous tenterons de connaître les relations entre l'évolution thermique des orogènes et les grands épisodes tectoniques. D'une part, étant donné l'importance capitale de la structure thermique sur le comportement moyen de la lithosphère continentale, une telle étude s'avère nécessaire pour approfondir nos connaissances sur le comportement de la lithosphère pendant la déformation. D'autre part, il est difficile de connaître l'histoire de la déformation dans les orogènes uniquement à partir de l'état fini actuel. Un certain nombre de méthodes donnent directement accès à des paramètres d'évolution. En particulier, les données pétrologiques nous renseignent sur l'évolution de la température en fonction de la pression tandis que les données géochronologiques peuvent dans la plupart des cas être interprétées comme des relations

température-temps. L'évolution thermique associée aux évènements tectoniques a été étudiée à partir d'un programme aux différences finies. Cette modélisation nous a conduit à proposer des schémas d'évolution tectonique à partir des données sur l'évolution thermique des chaînes en particulier de la chaîne alpine.

3- La dernière partie de cette thèse traitera directement des interactions thermo-mécaniques sur la déformation dans les orogènes. On constate en effet que la tectonique tangentielle, qui consiste à superposer des nappes "rigides" les unes sur les autres pour épaissir la croûte, ne peut expliquer tout le champ de déformation finie dans les chaînes de montagne. Nous proposons un processus supplémentaire de déformation lié essentiellement aux forces gravitaires et qui peut, d'une part, expliquer le champ de déformation finie, d'autre part, les données pétrologiques et géochronologiques dans des zones où le métamorphisme est intense, en particulier les domes thermiques.

CHAPITRE 1

LES MECANISMES DE LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE

CHAPITRE 1

LES MECANISMES

DE LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE

I - INTRODUCTION

La tectonique des plaques est un concept cinématique basé sur la rigidité des plaques, les grands déplacements étant accomodés par le jeu des créations et disparitions des planchers océaniques. Toutefois, ce scénario peut être pris en défaut: la formation des chaînes de montagne, des bassins intracontinentaux ou même la déformation des marges continentales dites passives sont de multiples exemples de la déformation de la lithosphère.

De nombreuses simulations de la déformation lithosphérique ont déjà eu lieu mais, qu'elles soient expérimentales ou numériques et quelle que soit l'échelle à laquelle on travaille, la modélisation pose de gros problèmes d'approximations car il est bien sur hors de question de reproduire la lithosphère dans toute sa complexité.

Les principales approximations concernent le comportement rhéologique de la lithosphère (ductile-fragile, homogène-hétérogène), les conditions aux limites en termes de déplacement ou de contraintes qu'on peut y appliquer ou les simplifications inhérentes aux méthodes elles-mêmes (déformations planes ou contraintes planes).

Nous proposons d'approfondir ces points à partir de quelques réflexions sur les forces en présence et les données expérimentales sur la déformation des roches. Dans le chapitre suivant, nous proposerons une modélisation analogique de la lithosphère continentale qui puisse prendre en compte le comportement fragile et ductile de la lithosphère, les forces horizontales liées au mouvement des plaques et les forces de volume (en particulier, il est important de respecter les variations de densité dans la croûte et le manteau).

II - LE COMPORTEMENT MOYEN DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE

La déformation intracontinentale, actuellement active à la surface du globe, se caractérise essentiellement par une déformation très discontinue. Dans les zones en compression, les études géologiques et sismiques ont montré l'existence des grands chevauchements qui accommodent la majeure partie du raccourcissement. Ces chevauchements ont été mis en évidence par des profils sismiques jusqu'à des profondeurs importantes à l'échelle de la croûte (Hirn et al., 1984) et parfois même dans le manteau supérieur.

Les grands décrochements, décrits dans de nombreuses régions du globe (Asie par Tapponnier & Molnar (1976) ou le Massif Armoricaïn par Berthé et al. (1979) sans oublier San Andreas), sont aussi une manifestation de ces discontinuités crustales de grande échelle. Il faut d'ailleurs noter que cette déformation hétérogène se rencontre à toutes les échelles observables, du microscope électronique aux photos satellites, même s'il n'est pas évident qu'à toutes échelles les

mécanismes physiques controlant la déformation hétérogène soient les memes.

Dans les domaines orogéniques érodés, des parties de la croute, déformées à des profondeurs importantes, présentent une déformation plus continue à l'échelle crustale que les déformation précédentes.

Les constatations ont été confirmées grace aux travaux expérimentaux sur la déformation des roches:

1) Aux températures élevées, les roches ont un comportement ductile où la loi de fluage est une relation entre contrainte et vitesse de déformation et qui impose une déformation homogène dans un milieu soumis à une contrainte homogène. Les lois de fluage les plus couramment utilisées sont de type Weertman:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A \exp(-Q/RT) \cdot \tau_2^{N-1} \cdot \tau_{ij} \quad (\text{équation 1})$$

où $\dot{\epsilon}_{ij}$ est une composante du tenseur des vitesses de déformation; τ_{ij} est une composante du tenseur des contraintes déviatoriques et τ_2 son deuxième invariant. T est la température absolue et R la constante des gaz parfaits. Q (l'enthalpie d'activation), A, N sont des constantes caractéristiques de la roche.

2) Pour des pressions et des températures moins élevées, ces memes roches présentent une déformation plus discontinue, controlée essentiellement par le jeu de la création et de l'activation de fractures: il s'agit du comportement fragile.

Ces déformations hétérogènes ne sont pas forcément associées à des mécanismes de fracture. Des travaux expérimentaux sur la déformation des roches (Tullis, 1979; Kirby, 1980; Caristan, 1982) ou sur l'étude de matériaux analogues (Peltzer et al., 1984) ont montré qu'il existait des failles "ductiles". Ce type de failles a d'ailleurs été décrit à petite

échelle (Ramsay et Graham, 1970) et à grande échelle (pour exemples Groenland (Watterson, 1971) et cisaillement sud-armoricain (Berté et al., 1979)) par des observations géologiques.

Je me propose de rappeler les connaissances que nous avons sur la rhéologie des roches en vue d'une compréhension des mécanismes de déformation de grande échelle. Une telle approche va dans le sens des travaux de Goetze et Evans (1979), Brace & Kohlstedt (1980), Kirby (1980), Kuznir & Park (1982, 1984a, 1984b), Bott & Kuznir (1979), Kuznir & Bott (1977, 1984), Molnar & Tapponnier (1981), Tapponnier & Francheteau (1978).

II.1 - DEFORMATION LOCALISANTE

Nous appelons DEFORMATION LOCALISANTE une déformation hétérogène produite par un champ de contrainte homogène. Les travaux de Bowden (1970) ou Poirier (1980) repris par Priour (1985) ont montré qu'un tel type de déformation peut se produire lorsque la loi de rhéologie, relation entre contraintes (σ), vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}$) et déformation (ϵ) vérifiait:

$$\epsilon^* = \dot{\epsilon}_0 \left(\frac{\partial \tau}{\partial \epsilon} \right) \cdot \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} \right) < 0 \quad (\text{équation 2})$$

où $\dot{\epsilon}_0$ est la vitesse de déformation appliquée au système. Alors, la déformation se concentre dans des bandes de faibles épaisseurs par rapport à la taille du système. Ce modèle implique l'existence d'hétérogénéité (par exemple de rhéologie) nécessaire pour que les bandes s'initient.

Pour la plupart des roches, la contrainte présente, à vitesse de déformation constante, un maximum ($\tau_{\max}$) pour de faibles déformations,

puis tend vers une limite un peu plus faible (τ_{inf}) lorsque la déformation augmente (voir figure 1). Le maximum de déformation correspond à la création d'une ou plusieurs failles. La contrainte nécessaire pour créer une faille (τ_{max}) est plus importante que la contrainte nécessaire pour l'activer (τ_{inf}).

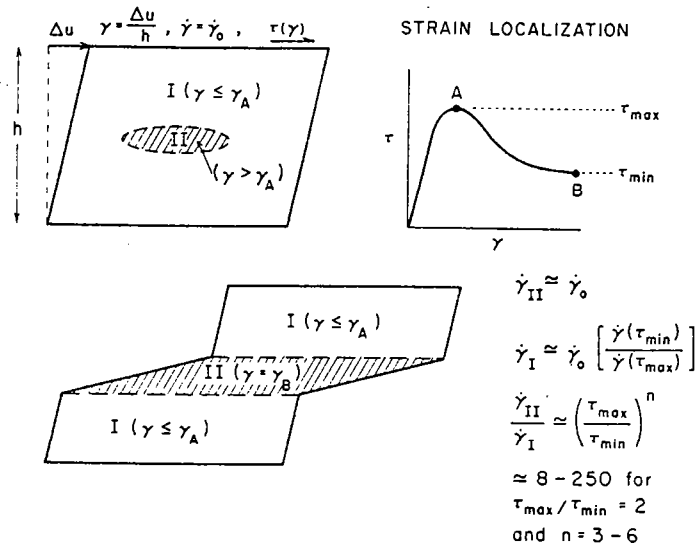


Fig 1: Représentation schématique des processus de déformation localisante (d'après Kirby, 1985).

Aussi, une faille, une fois créée à des dimensions suffisantes sera activée aussi longtemps que les conditions aux limites le permettront. En particulier, une variation du champ de contrainte dans le temps n'entraînera pas forcément la création d'un autre jeu de failles tant que la déformation pourra être accommodée par l'ancien jeu de failles. Cet effet de mémoire que l'on rencontre dans ce type de rhéologie joue un rôle important sur l'évolution de la déformation et une modélisation analogique de la déformation de grande échelle doit certainement prendre en compte cet effet.

a) Le comportement fragile

Des mécanismes de la déformation "localisante", la fracturation est certainement le plus connu. Byerlee (1978) a étudié la résistance au mouvement sur une fracture pré-existante était indépendante de la roche elle-même et des vitesses de déplacement sur la fracture.

La loi peut être généralisée par:

$$\tau = 0.85 (\sigma_n - P_f) \text{ si } 33 < \sigma_n - P_f < 200 \text{ MPa} \quad (\text{équation 3})$$

$$\tau = 0.6 + 0.6 (\sigma_n - P_f) \text{ si } \sigma_n - P_f > 200 \text{ MPa}$$

où τ et σ_n représentent l'effort cisaillant et la contrainte normale à la fracture et P_f la pression de fluide du milieu.

Ce résultat, remarquable car très général, mérite quelques commentaires:

- . Cette loi a été établie par Byerlee pour des glissements sur des fractures pré-existantes. Il est difficile de trouver des lois si simples lorsqu'il s'agit d'étudier la fracturation des roches. Des expériences ont d'ailleurs montré que la résistance à la fracturation pouvait excéder la résistance au glissement de plusieurs kbars (Goetze & Evans, 1979 pour référence).
- . Stesky et al. (1974) et Tullis & Yund (1977) ont montré que la résistance à la fracturation s'approchait de la résistance au glissement lorsqu'on augmentait la température. D'autre part, la résistance à la fracturation est dépendante de la longueur des cracks initialement présents (Barton, 1976). Il est donc difficile de transposer les résultats expérimentaux de fracturations sur de petits échantillons à de grands volumes.

Role des fluides:

La loi établie par Byerlee fait intervenir la pression de fluide qui est une grandeur difficilement chiffrable pour la lithosphère. Certaines études pétrologiques (Fyfe et al., 1978) ont d'ailleurs montré que localement la pression fluide pouvait être égale à la pression lithostatique, ce qui impliquerait de très faibles contraintes déviatoriques nécessaires pour déformer ces roches. Ces zones (lieux des deshydratations métamorphiques par exemple) peuvent jouer un rôle important de découplage pour les chevauchements crustaux ou mantelliques. Cependant, étant donné les valeurs des contraintes mesurées sur les failles crustales par la sismologie, il est difficile de généraliser un tel phénomène à de grands volumes pour la lithosphère ou même pour la croûte.

b) La déformation localisante ductile

Une étude menée par Caristan (1982) sur les différents comportements du diabase de Maryland a montré que, pour ce type de roche, il existait trois comportements différents:

- . Un comportement purement fragile avec des fractures bien marquées.
- . Un comportement intermédiaire.
- . Un comportement ductile.

Deux types d'observations ont permis de définir le comportement intermédiaire: l'existence d'une déformation hétérogène caractérisée par des failles ductiles ou l'existence d'un adoucissement de la contrainte à déformation croissante qui dénote, d'après la théorie de Bowden ou Poirier (1980), d'une possibilité de produire des failles ductiles.

Si ce type de déformation a été décrit par de nombreux auteurs, il existe peu d'études sur les conditions de pression, température, contrainte et vitesses de déformation qui délimitent ce type de comportement, et sur la résistance au cisaillement qui y est associée.

J'insisterai plus particulièrement sur l'étude menée par Caristan car elle propose une amorce de quantification du comportement dit "intermédiaire".

Tout d'abord, l'auteur propose une condition simple pour la transition intermédiaire-ductile:

$$P = \tau(\dot{\epsilon}, T) \quad (\text{équation 4})$$

où P est la pression lithostatique, $\tau(\dot{\epsilon}, T)$ étant la contrainte déviatorique durant le déformation ductile définie pour une vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ et une température T .

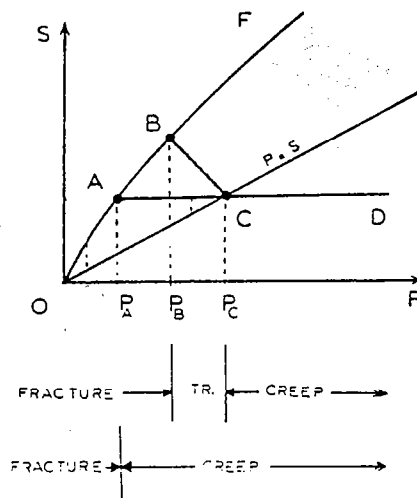


Fig 2: Modèle de transition "fragile-ductile" (d'après Caristan, 1982). La courbe OACD désigne la transition "fragile-ductile" utilisée par Paterson (1978); la courbe OBCD désigne la transition "fragile-ductile" obtenue par Caristan (1982) qui prend en compte un régime de déformation intermédiaire.

La résistance au cisaillement (S) du comportement intermédiaire possédant les propriétés suivantes (voir figure 2):

- Pour une température donnée, S décroît avec la pression pour tendre vers la contrainte déviatorique ductile $\tau(\dot{\epsilon}, T)$ à l'interface intermédiaire-ductile.
- Les premières expériences ont montré que, lorsqu'on augmentait la température ou lorsqu'on diminuait la vitesse de déformation, S tendait vers $\tau(\dot{\epsilon}, T)$ dans tout le domaine intermédiaire.

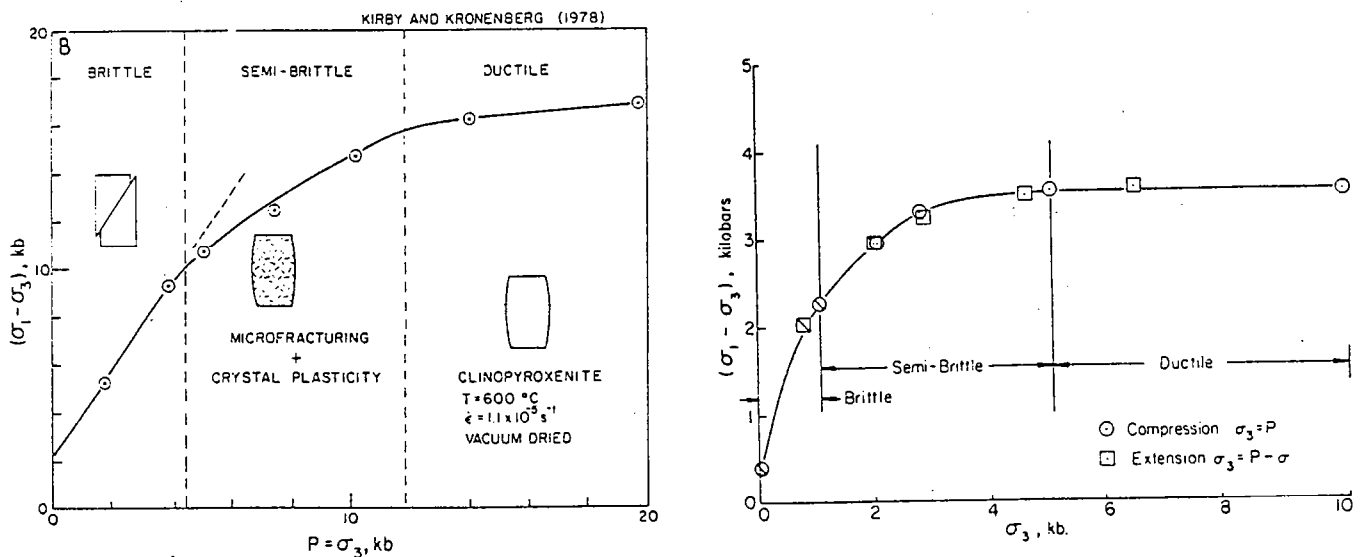


Fig 3: Resistance à la déformation obtenue sur une clinopyroxénite (Sleaford Bay) en fonction de la pression de confinement (fig.3A) et sur un marbre en fonction de la contrainte S_3 (d'après Kirby, 1983). La figure montre clairement 3 domaines où la déformation imposée est fragile, semi-fragile ou ductile. Les mesures faites en compression et extension montrent l'importance de la contrainte S_3 sur les différents mécanismes de déformation.

D'autres auteurs (Kirby, 1980) ont défini un comportement semi-fragile, intermédiaire entre un comportement fragile et un comportement ductile. Ce domaine a été défini uniquement par des observations sur la déformation et a aussi pu être l'objet d'une tentative de quantification:

- . Pour le comportement semi-fragile, la résistance au cisaillement augmente avec la pression, toutefois moins que dans la partie fragile (voir figure 3; Kirby, 1983).
- . La transition entre les domaines ductile, semi-fragile et fragile est déterminée par le rapport de la contrainte déviatorique $\sigma_1 - \sigma_3$ sur la contrainte principale la moins compressive σ_3 .

Les mécanismes de la déformation hétérogène sont actuellement très étudiés et donc, de nouveaux résultats apparaitront qui modifieront peut-être le regard que l'on porte sur l'importance de ce mécanisme pour la déformation lithosphérique. Déjà, des études ont été réalisées sur l'influence des réactions chimiques (transformations polymorphiques) sur la déformation, les phénomènes d'amollissement dus aux recristallisations de grains ou le rôle des fluides.

II.2 - LA DEFORMATION HOMOGENE

Dans cette partie, nous nous intéresserons au comportement ductile de la lithosphère.

De nombreuses études expérimentales ont été menées sur des roches de type mantellique (Goetze, 1978; Evans et Gotze, 1979; Kirby, 1983; Kirby, 1985) ou sur les roches de type crustal (Carter, 1976; Kirby, 1983; Shelton and Tullis, 1981).

La plupart des lois peuvent être écrites, à une température T et une pression P , sous la forme (loi de type Weertman):

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A \exp(-H/RT) \cdot \tau_2^{N-1} \cdot \tau_{ij} \quad (\text{équation 5})$$

où $\dot{\epsilon}_{ij}$ est une composante du tenseur des gradients de vitesses de déformations, τ_{ij} et τ_2 une composante et le 2ème invariant du tenseur

des contraintes déviatoriques, R la constante des gaz parfaits, H l'enthalpie d'activation, A et N des constantes.

Des études sont menées au laboratoire dans des conditions température, contrainte et pression voisines des conditions réelles. Le facteur temps ne peut évidemment pas être respecté et donc, la première approximation est celle qui consiste à transposer les résultats obtenus pour des temps caractéristiques compatibles avec les impératifs du laboratoire, à des temps de l'ordre du million d'années.

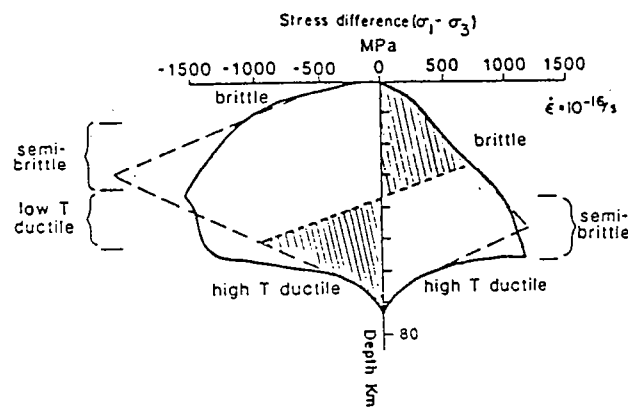


Fig.4: Comparaison entre un profil de résistance à la déformation "ideal" (trait fin) et un profil de résistance à la déformation prenant en compte les lois de fluage de basse température et le comportement semi-fragile (trait gras). d'après Kirby (1985).

En particulier, pour respecter les contraintes tectoniques (100 MPa), les études expérimentales sont effectuées, pour la plupart, à des températures plus élevées qui permettent d'avoir des vitesses de déformation plus élevées que les vitesses de déformation géologiques. Kirby (1983) pose le problème de l'extrapolation de ces données aux basses températures. Dans le cas de l'olivine, il lui semble que les résultats surestiment les contraintes, à vitesses de déformation constantes, pour les températures inférieures à 1200°C (fig.4). Ce

problème a d'ailleurs été envisagé par Evans et Goetze (1979) pour les lois de déformation de l'olivine car il envisage, aux faibles températures, une loi de type Dorn ($\dot{\epsilon} = A \exp(-Q/RT \cdot (1 - (S_1 - S_3)/S_0))$ qui, à vitesse de déformation constante, sous-estime la contrainte par rapport à une loi de type Weertman. Cependant, comme le souligne Kirby (1985), cette déviation s'observe pour des contraintes déviatoriques de 500 à 1000 MPa à des pressions lithostatiques du même ordre. Sous ces conditions, comme l'a montré Caristan (1982), des mécanismes d'une déformation, plus hétérogène voire fragile, interviennent certainement.

L'obtention expérimentale de telles lois posent d'autres problèmes. Si la composition du manteau (olivine, clinopyroxène, orthopyroxène) est relativement simple, il n'en est pas de même pour la croûte et il est difficile de trouver les lois de rhéologie de tous les composants principaux et de les comparer (Kirby, 1983). D'autre part, les lois de rhéologie sont très dépendantes de la teneur en eau contenue dans la roche (Chopra & Paterson, 1981, 1984).

- MANTEAU

Dans l'état actuel des connaissances, les lois de rhéologie "ductiles" des roches mantelliques non hydratées sont relativement proches (Kirby, 1983, fig.5). Afin de calculer des profils de résistance au cisaillement pour la lithosphère (Davy et Cobbold, soumis), nous avons utilisé le compromis obtenu par Kirby (1983) pour déterminer la limite supérieure de la résistance du manteau et la loi de rhéologie d'une dunite hydratée (Chopra et Paterson, 1981) pour la limite inférieure. Les valeurs des constantes A, N, Q (voir équation 5) sont:

OLIVINE (Kirby, 1983)

DUNITE (Chopra et Paterson, 1981)

$$A = 10^{4.8 \pm 1.2} \text{ MPa} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$A = 10^{2.6 \pm 0.2} \text{ MPa} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$N = 3.5$$

$$N = 4.5 \pm 0.2$$

$$Q = 533 \pm 60 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$$

$$Q = 498 \pm 38 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$$

$$V = (17 \pm 4) \times 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$$

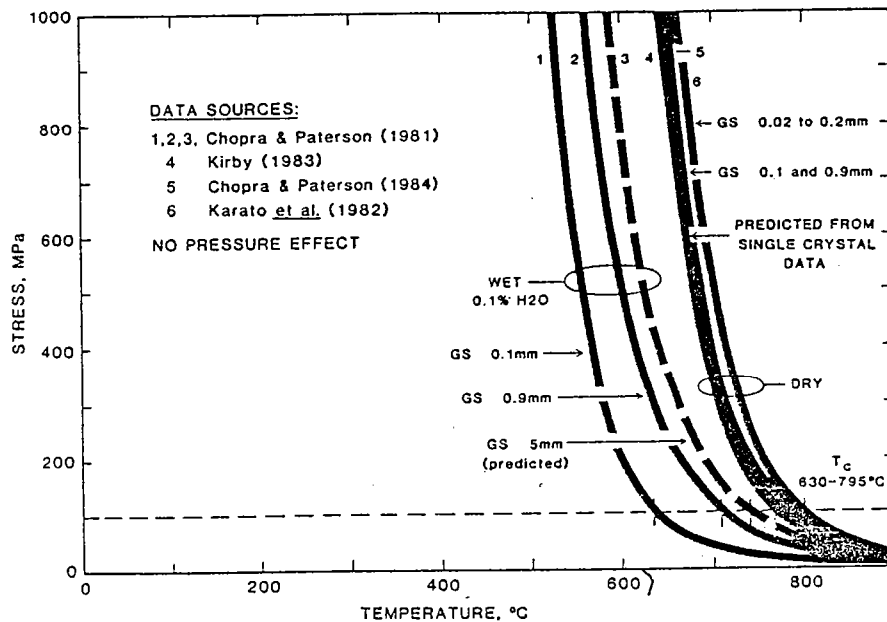


Fig.5: Relation contrainte-Température pour l'olivine calculées pour une vitesse de déformation de 10^{-15} s^{-1} (d'après Kirby, 1985).

- CROUTE:

Il est difficile de trouver une loi de rhéologie unique pour la croûte car les réactions chimiques et notamment les réactions d'hydratation ou de deshydratation (correspondant, par exemple, à des

changements de faciès de type amphibolite-granulite) font aussi intervenir des changements de rhéologie.

Comme il n'existe pas de compromis pour les roches de type crustal, nous utiliserons la loi de rhéologie du quartz obtenue par Shelton et Tullis (1981) pour la limite supérieure de la résistance de la croûte et la loi de rhéologie d'un diabase obtenue aussi par Shelton et Tullis (1981) pour la limite inférieure (fig.6).

QUARTZ	DIABASE
$A=10^{3.0} \text{ GPa} \cdot \text{N} \cdot \text{s}^{-1}$	$A=10^{6.5} \text{ GPa} \cdot \text{N} \cdot \text{s}^{-1}$
$N=2.0$	$N=3.4$
$Q=167 \text{ KJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	$Q=260 \text{ KJ} \cdot \text{mol}^{-1}$

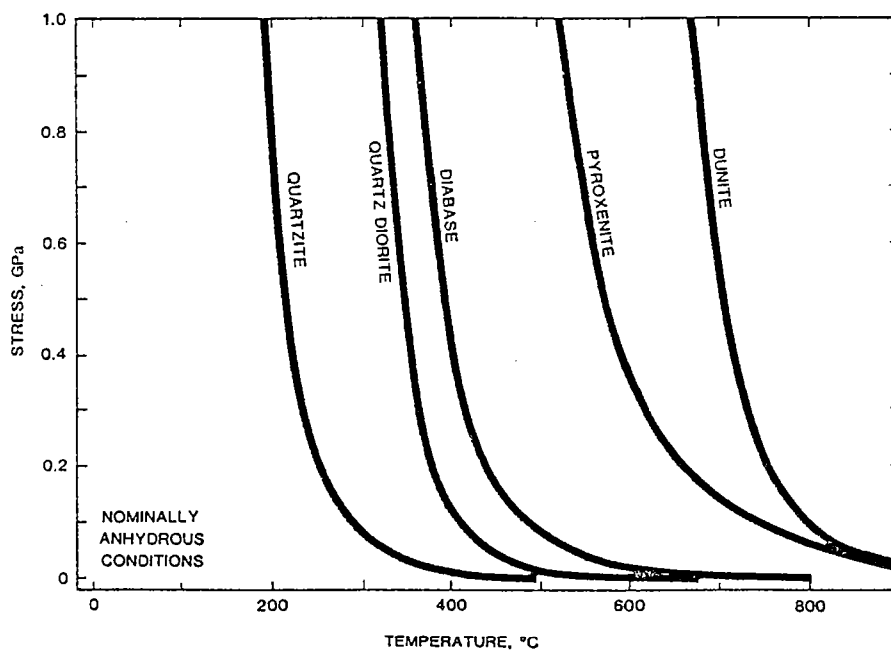


Fig.6: Relation contrainte-Température pour des roches crustales (inclus l'olivine pour comparaison) calculées pour une vitesse de déformation de 10^{-15} s^{-1} (d'après Kirby, 1985).

II.3 - CONCLUSION

Les études expérimentales sur la déformation des roches nous donnent actuellement une vision schématique des différentes rhéologies de la lithosphère. Deux types de comportement ont été couramment décrits: le comportement fragile dont la résistance au cisaillement dépend principalement de la pression lithostatique, et le comportement ductile dont la résistance au cisaillement dépend de la vitesse de déformation et de la température (pour les conditions rencontrées dans la lithosphère). Un troisième mécanisme qui conduit à une déformation hétérogène ductile a été souvent décrit par des observations géologiques ou expérimentales. Par le style de déformation qu'il implique, ce mécanisme se rapproche du mécanisme de déformation fragile. Hélas, peu d'études quantitatives ont été réalisées sur ce mécanisme intermédiaire et les futurs travaux expérimentaux apporteront peut-être une vision différente des rhéologies de la lithosphère.

Ces données sur la rhéologie des roches ont été exploitées dans l'appendice 1 (Davy et Cobbold, soumis à Tectonophysics) afin d'évaluer la part des différents modes de déformation ("fragile ou "ductile") dans la résistance totale de la lithosphère.

III - MECANISMES PHYSIQUES DE LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE

DEFORMATION HOMOGENE - DEFORMATION HETEROGENE ET PROCESSUS D'EPAISSISSEMENT

Deux types de comportement rhéologique ont été mis en évidence dans les études expérimentales qui conduisent à des déformations fort différentes (paragraphe précédent):

- . un comportement qui conduit à une déformation hétérogène, essentiellement caractérisée par des zones de déformation intense (fractures ou failles ductiles) qui découpent la matière. Par souci de simplification, ce comportement sera appelé dans la suite du texte "fragile". Ce type de comportement se rencontre dans la partie supérieure de la croûte et peut-être dans la partie supérieure du manteau.
- . Un comportement ductile, où la vitesse de déformation à un instant donné est entièrement contrôlée par le champ de contrainte, tectonique et gravitaire, à cet instant. Les mécanismes qui conduisent à ce type de déformation se rencontrent dans les parties inférieures

Les paramètres physiques qui contrôlent l'évolution de la déformation sont différents suivant le comportement considéré. Pour le comportement ductile (avec ou non seuil de fluage), l'évolution de la déformation ne dépend que du champ de contrainte. Pour le comportement "fragile", l'évolution de la déformation est contrôlée à un instant donné par l'état de contrainte bien sûr mais aussi par la GEOMETRIE DES

FAILLES PREEXISTANTES comme le montre les expériences analogiques de Peltzer (1983). Or, la géométrie des failles est essentiellement déterminée par le champ de contrainte lors de sa création et conditionne, pour une part, la déformation à des stades plus avancés de son évolution. L'EFFET DE MEMOIRE qui en résulte est une importante caractéristique de ce type de déformation. On peut opposer à un tel comportement la plasticité idéale qui présente à peu près les memes caractéristiques mais qui ne prend pas en compte l'effet de mémoire engendré par les failles.

Dans l'état actuel des connaissances sur la résistance au cisaillement des roches, nous avons pu estimer (Appendice 1: Davy et Cobbold, in prep.) les résistances associées à chaque type de déformation (homogène ou hétérogène). Au vu des résultats, quelque soient les paramètres physiques de la déformation, il ne semble pas que l'on puisse considerer la lithosphère comme étant entièrement ductile ou entièrement "fragile" (au sens large, voir texte ci-dessus). La force supportée par la partie "fragile" de la lithosphère peut etre, suivant la structure thermique, de une à dix fois plus importante que la force supportée par la partie ductile de la lithosphère.

Nous allons illustrer les conséquences liées à la coexistence de ces deux types de déformation sur les processus d'épaississement de la croute continentale. Comme l'ont montré les travaux géologiques ou les profils sismiques sur les chaines de montagne, l'épaississement crustal peut prendre plusieurs formes. Dans les chaines de type Alpes ou Himalaya, le raccourcissement est accomodé par de grands chevauchements qui traversent une grande partie, voire la totalité de la croute. Ces chevauchements, par leur importance, jouent un role prépondérant dans la géométrie de l'épaississement. L'évolution de l'épaississement au cours

de la collision est alors directement liée aux phénomènes physiques qui contrôlent la propagation dans l'espace et le temps des chevauchements (création, blocage). Pour les chaînes de collision intracontinentale (Pyrénées ou Oural par exemple), l'épaississement est beaucoup plus homogène à l'échelle de la croûte. Les chevauchements sont plus nombreux et présentent des flèches beaucoup moins importantes.

Dans la partie expérimentale de cette thèse, je mettrai en évidence le rôle de la résistance des couches "fragiles" et des couches ductiles comme paramètres physiques contrôlant l'épaississement crustal en particulier, la propagation des chevauchements dans l'espace et le temps et la quantité de raccourcissement qu'ils peuvent absorber.

ROLE DE LA GRAVITE DANS LE CHAMP DE CONTRAINTE

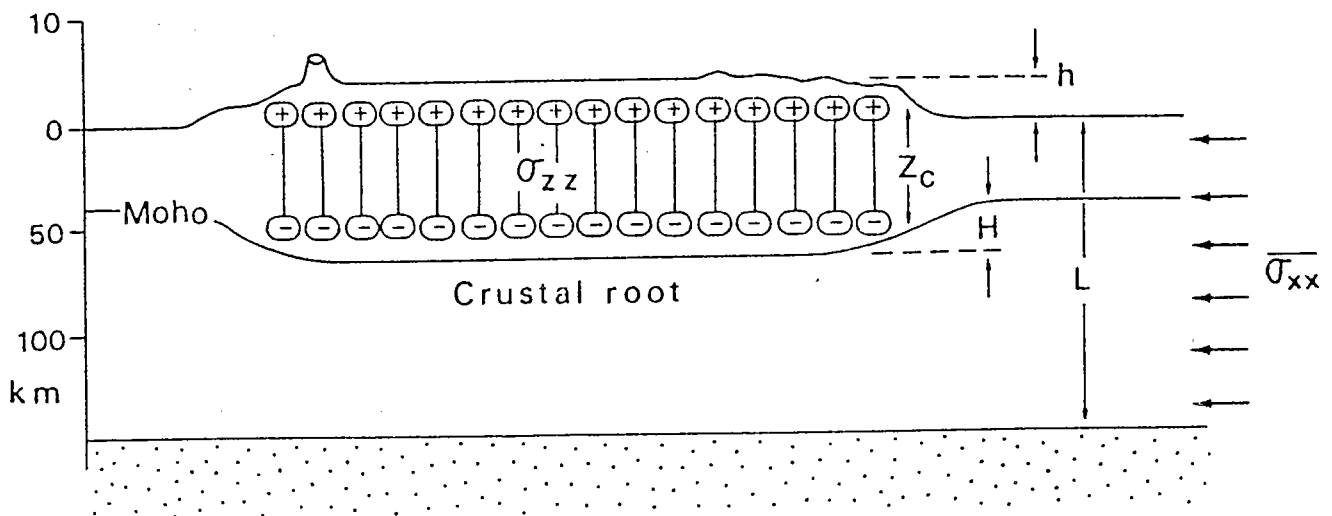


fig.7: Contraintes gravitaires liées à l'épaississement crustal (d'après Froidevaux et Ricard, 1986)

Lors d'un épaississement crustal, la croûte est soumise à une contrainte verticale compressive induite par l'action simultanée du poids de la topographie et de la force d'Archimède de la racine crustale (figure 7, tirée de Froidevaux et Ricard, 1986). Dans le détail, les

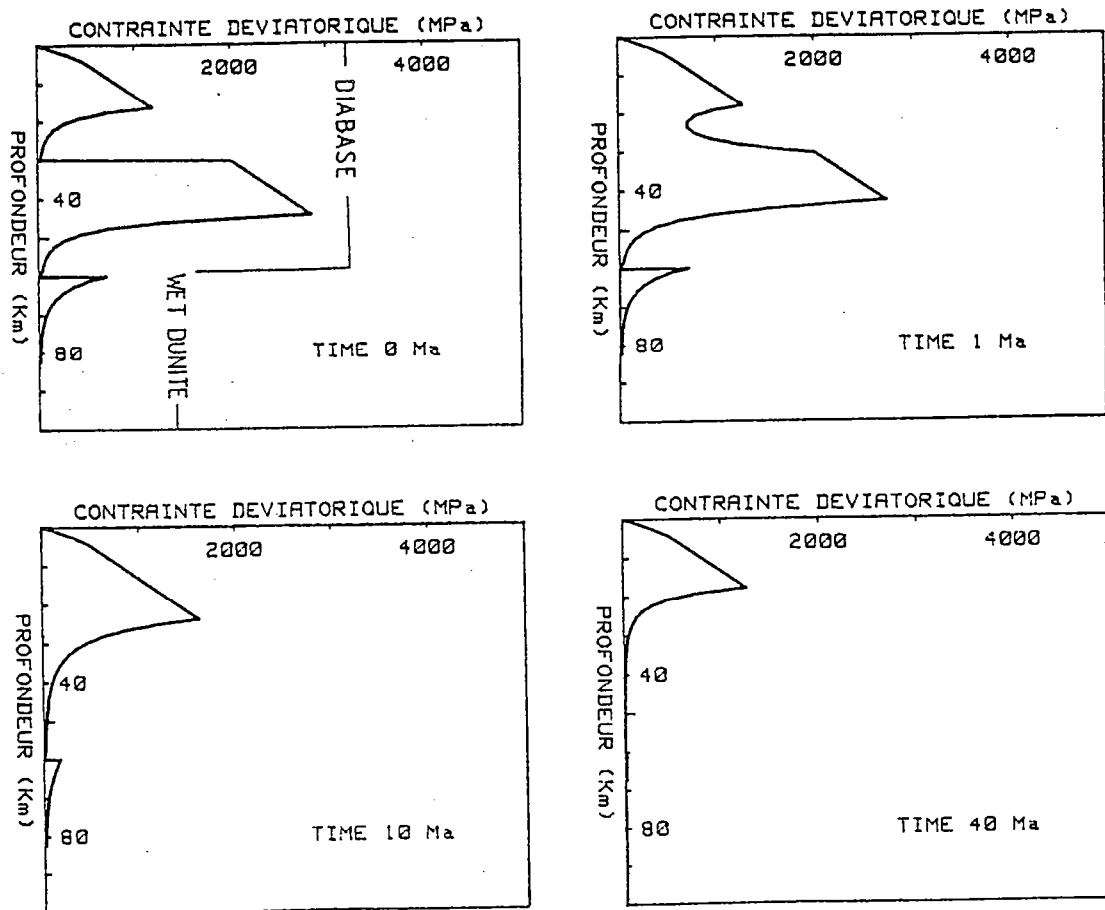
contraintes gravitaires sont contrôlées par la géométrie de l'épaississement crustal (Fleitout et Froidevaux, 1982). Ces forces peuvent devenir au moins aussi importante que les forces tectoniques qui induisent l'épaississement. C'est le cas du Tibet qui est actuellement soumis à une extension E-W (Tapponnier et al., 1981) dans un régime tectonique général en compression N-S. Suivant la conception que l'on a de la nature de la lithosphère continentale, ces forces ont des rôles différents. Pour la déformation d'un milieu purement ductile, les calculs numériques (England et McKenzie, 1982, 1983) ont montré que la gravité limite l'épaississement par étalement. Pour une déformation crustale hétérogène caractérisée par des chevauchements, il est quasiment certain que le phénomène physique qui contrôle l'épaississement crustal n'est pas l'étalement mais l'évolution dans l'espace et le temps des chevauchements. Or la propagation des chevauchements doit rendre compte du champ de contrainte total. En particulier des perturbations de ce champ par les contraintes gravitaires sont susceptibles de jouer un rôle important dans la localisation des chevauchements, et dans leur développement (flèche et vergence).

Cette approche sera plus particulièrement développée dans un paragraphe ultérieur, expérimentation analogique à l'appui.

EVOLUTION THERMIQUE ET DEFORMATION

Les temps de relaxation de la chaleur (10 à 100 Ma) étant comparables aux temps caractéristiques de la déformation, il est difficile de ne pas prendre en compte ce phénomène et les perturbations

rhéologiques que cela entraîne. Nous allons illustrer les interaction thermo-mécaniques dans le cadre de l'épaississement lithosphérique.



PARAMETRES THERMIQUES :
 conductivité thermique : $2.5 \text{ J m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
 flux mantellique 40 mW m^{-2}
 production de chaleur crustale $1 \mu \text{W m}^{-3}$

Fig.8: Evolution de la résistance à la déformation d'une croûte épaissie par superposition instantanées de deux unités de 30 Km d'épaisseur.

Pour illustrer ce phénomène, on peut considérer l'épaississement crustal comme étant réalisé par la superposition rapide de deux croûtes normales (Oxburgh et Turcotte, 1971; England et Thompson, 1984). L'évolution thermique d'un tel système considéré immobile est représenté sur la figure 8, ainsi que l'évolution associée de la résistance au cisaillement en fonction de la profondeur pour un système en compression.

Les paramètres rhéologiques et thermiques sont ceux utilisés dans l'appendice 1. L'épaississement crustal conduit d'abord à un durcissement de la lithosphère par augmentation de sa résistance fragile par référence à la résistance d'une lithosphère non épaissie avec une structure thermique stable (S_0). La relaxation thermique qui suit la collision entraîne une diminution de la résistance totale de la lithosphère. Cependant, la résistance de la lithosphère reste supérieure à S_0 pendant 20 à 40 Ma après l'épaississement suivant les paramètres rhéologiques et thermiques. Pendant ce laps de temps, les déformations lithosphériques n'auront donc pas lieu dans les zones épaissies mais plutôt dans les zones externes de chaînes de collision encore non épaissies. La propagation des chevauchements vers l'extérieur des chaînes en est une preuve.

Si on considère les forces gravitaires qui ont tendance à s'opposer à la compression, le durcissement des zones à croûte épaissies peut durer plus de 100 Ma après l'épaississement (Appendice 1: Davy et Cobbold, soumis à Tectonophysics).

IV - LA DEFORMATION INTRACONTINENTALE ET LES APPROCHES ANTERIEURES

Etant donné les moyens utilisables (numériques ou analogiques) pour simuler la déformation lithosphérique, il est nécessaire de procéder à des simplifications de la rhéologie moyenne de la lithosphère. Deux écoles se sont alors affrontées, basées sur deux approximations totalement différentes de la lithosphère. Dans ce paragraphe, nous allons développer les différentes approches pour mettre en évidence les

qualités et défauts de ces méthodes et surtout souligner les hypothèses simplificatrices qui sont sous-jacentes.

III.1 - ECOLE NUMERIQUE

La première école est menée essentiellement par les numériciens qui modélisent la déformation de la lithosphère par des méthodes analytiques (Fleitout et Froidevaux, 1982), de type différence finie (England & McacKenzie, 1982, 1983) ou éléments finis (Vilotte et al., 1982, 1984; England et al., 1985). Les calculs prennent pour hypothèse que la déformation lithosphérique est essentiellement contrôlée par une loi de fluage (de type Weertman en général), avec ou non un seuil de fluage. La déformation en surface (visible par les géologues et donc mieux décrite) discontinue, car contrôlée par le comportement fragile des roches de surface, est la conséquence d'un flux de matière profond attribué à la partie mantellique de la lithosphère. La répartition dans l'espace de ce flux de matière est calculé à partir des conditions aux limites (vitesses et contraintes) de la rhéologie de la lithosphère et des approximations de calcul. Pour les méthodes de type éléments ou différences finies, il faut se donner des distributions particulières par rapport à la profondeur de certaines variables pour pouvoir réduire à 2 dimensions un problème initialement tri-dimensionnel. Les hypothèses les plus utilisées sont: contraintes planes ou déformations planes.

Les auteurs peuvent alors définir des régions en compression, extension ou cisaillement à partir de l'orientation du tenseur des contraintes calculé en chaque point de l'espace. En particulier, σ_1 , σ_2 et σ_3 étant les trois valeurs propres du tenseur des contraintes prises par ordre décroissant (en considérant positives les contraintes

compressives), si σ_3 est vertical, il s'agit d'une région en compression, si σ_2 est vertical, il s'agit d'une région en cisaillement et si σ_1 est vertical, il s'agit d'une région en extension (fig.9).

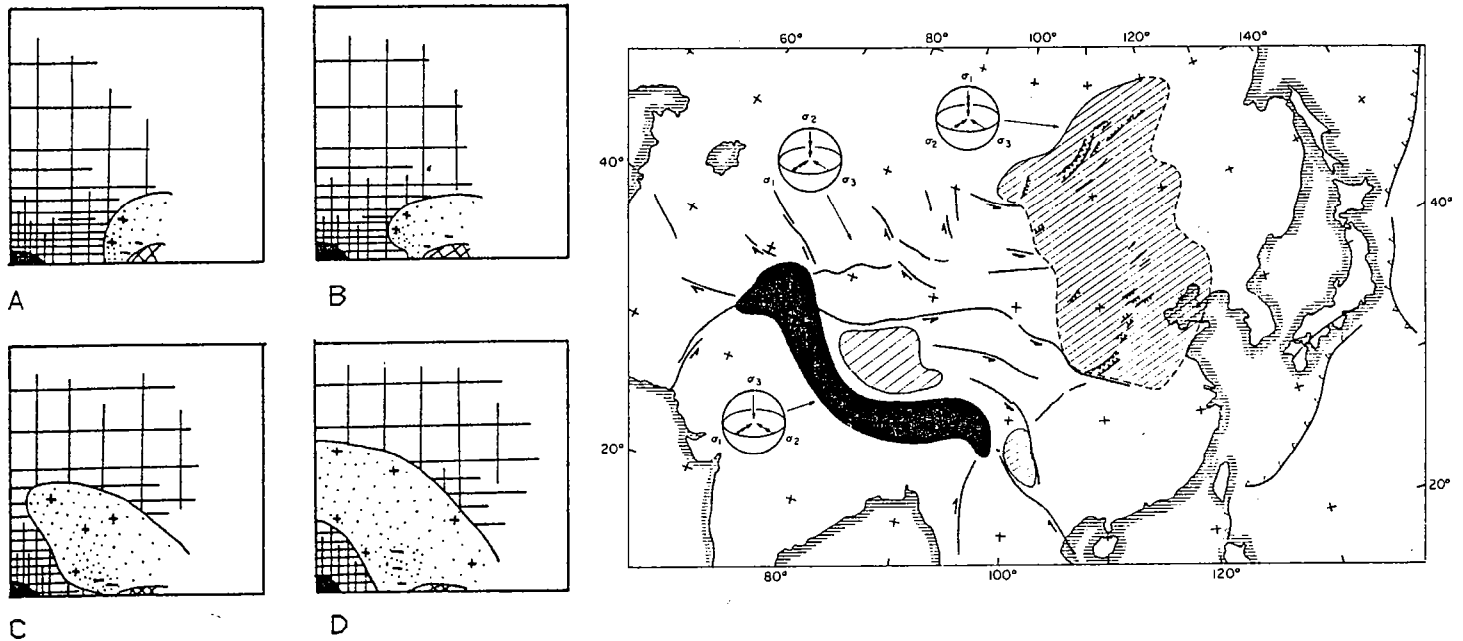


fig.9: Simulation numérique de la collision Inde-Asie et comparaison avec la tectonique de l'Asie (d'après England, 1983). Les régions noires sont en compression, les régions en pointillé sont principalement à composante décrochante. Les régions hachurées sont à composante compressive (hachuré vertical) ou extensive (hachuré oblique).

Ces calculs numériques mettent en jeu des hypothèses contraignantes, que nous allons discuter en partie:

(i) La première approximation concerne évidemment le couplage entre la déformation fragile (ou, dans un sens plus large, hétérogène) et la déformation ductile. Une approche a été réalisée (Sonder & England, 1986) en prenant en compte toutes les propriétés rhéologiques de la lithosphère et en les intégrant dans une loi de fluage de type loi de puissance (England & MacKenzie, 1982). Cela conduit à des exposants importants (N de 8 à 16) pour la loi de fluage qui rendent le

comportement lithosphérique proche de la plasticité parfaite (N infini). Malgré tout, une telle approche ne prend pas en compte l'effet de mémoire imposé par la formation des failles et qui joue un rôle important dans la géométrie de la déformation. Une autre conséquence importante déjà soulevée dans le paragraphe précédent concerne l'état de contrainte du système. En effet, la composante gravitaire du champ de déformation total liée aux variations d'épaisseur de la croûte est très dépendante de l'évolution géométrique de cette dernière. Or, à cause des changements rhéologiques avec la profondeur et en particulier la présence de couches fragiles responsables des chevauchements, il n'est pas évident que la déformation de la croûte reproduise de façon identique la déformation de la partie mantellique de la lithosphère. Aussi le champ de contrainte gravitaire est fortement sujet à caution dans ce type d'expérimentation numérique.

(ii) Etant donné les difficultés de travailler à trois dimensions en calcul numérique, deux approximations sont généralement utilisées pour réduire le problème à deux dimensions: l'hypothèse des déformations planes ou des contraintes planes. Ces deux hypothèses correspondent respectivement à deux cas limites: déformation d'une plaque mince ou déformation d'une plaque épaisse.

Etant donné la complexité en profondeur des rhéologies de la lithosphère, il y a de grandes chances que la solution ne soit ni à contrainte plane, ni à déformation plane et, que de plus elle ne se situe pas entre ces deux cas extrêmes.

(iii) L'influence de la température sur la rhéologie a été décrite par tous les auteurs, mais n'a pas été prise en compte dans les différentes modélisations numériques. Comme on l'a montré dans le paragraphe précédent et dans l'appendice 1, un épaississement de la

lithosphère conduit à une structure plus froide et donc plus rigide. Ces effets ont été pris en compte dans les phénomènes d'extension (England, 1984; Sawyer, 1985). où la relaxation thermique dans une zone amincie aboutit à une limitation des taux d'extension. Dans le cas de la compression, l'interaction thermo-mécanique aura au moins deux conséquences:

- Dans le cadre du poinçonnement, la rigidification des zones épaissies au contact du poinçon conduit à une extension de la surface du poinçon rigide à l'intérieur de la lithosphère déformée.
- Vilotte et al. (1984) ont montré les conséquences sur la déformation d'une variation latérale de rhéologie. En particulier, certaines failles transcurrentes peuvent naître au contact de ces blocs rigides.

III-2 ECOLE ANALOGIQUE

La deuxième école considère la déformation de la lithosphère comme étant essentiellement hétérogène, c'est-à-dire localisée dans des failles, fragiles ou ductiles.

Des expériences de poinçonnement ont été réalisées sur des modèles analogiques pour représenter la déformation de l'Asie lors de la collision indienne (Peltzer et al., 1982; Tapponnier et al., 1982). Le modèle a été réalisé à partir d'un matériau analogue, la plasticine, qui présente, dans certaines conditions de préparation, des propriétés d'adoucissement de la contrainte avec la déformation (Peltzer et al., 1983). La déformation est engendrée par l'avancée d'un poinçon rigide dans de la plasticine déformable (fig.10). Ces expériences ont été réalisées à deux dimensions, ce qui conduit à étudier les phénomènes

d'extrusion de blocs continentaux liés à la collision sans prendre en compte les phénomènes d'épaississement lithosphérique.

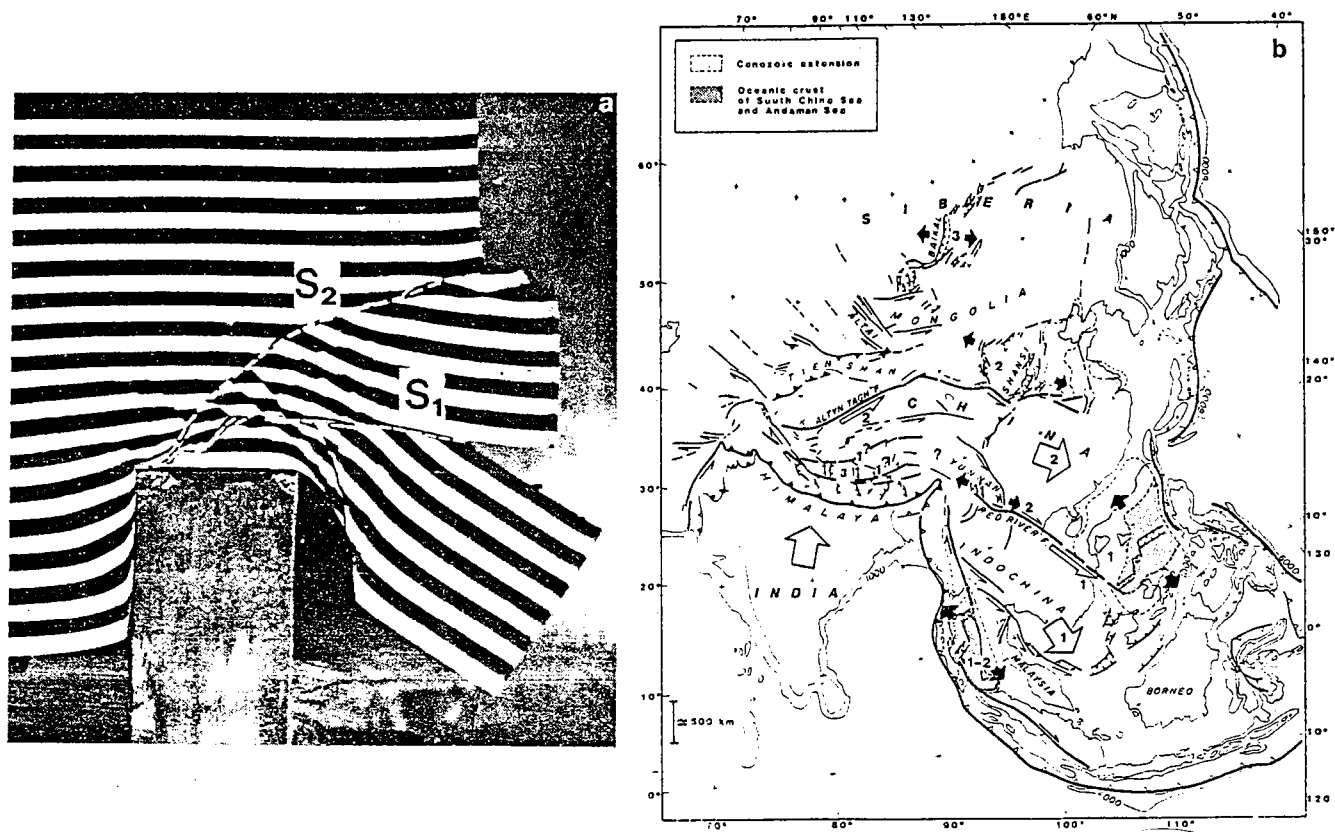


Fig.10: Expérience de poinçonnement à confinement unilatéral. Les failles majeures S1 et S2 correspondent respectivement aux failles de l'Altyn Tagh et du Fleuve Rouge (d'après Peltzer, 1983).

Malgré tout, les résultats sont intéressants et une interprétation de la géométrie de grandes failles décrochantes asiatiques (Altyn-Tag, faille du Fleuve Rouge, etc...) ainsi que de leur évolution dans l'espace et dans le temps a pu être proposée.

Cette modélisation pose plusieurs problèmes:

(i) D'après les travaux sur la déformation expérimentale des roches, il ne semble pas que la résistance au cisaillement des couches de la lithosphère présentant une déformation hétérogène soit largement supérieure à la résistance au cisaillement des couches ductiles. Le

modèle pose alors le problème d'une déformation, résultat de l'interaction entre deux rhéologies fort différentes.

(ii) Par sa conception, cette modélisation ne crée pas d'épaississement crustal. On peut supposer que le champ de déformation final respectera les deux phénomènes principaux engendrés par la collision:

- . L'épaississement crustal essentiellement caractérisé par des chevauchements et aussi des décrochements qui accomodent les mouvements différentiels le long des chevauchements.
- . L'extrusion latérale de la lithosphère continentale caractérisée essentiellement par de grands décrochements.

La première question qui se pose concerne l'estimation de la part respective de chacun des phénomènes présentés ci-dessus. Peltzer & Tapponnier (1985) estiment que 50 % du raccourcissement est accomodé par épaississement crustal et lithosphérique tandis que 50 % est accomodé par extrusion latérale de la lithosphère asiatique.

La deuxième question qui se pose est l'interaction des déformations respectives associées à chacun des phénomènes. Ceci est sans doute le problème le plus crucial et il sera discuté plus longuement dans le chapitre consacré à la modélisation de ce type de déformation. Nous pouvons déjà esquisser quelques points importants:

(i) Les conséquences thermiques de l'épaississement crustal provoquent un durcissement de la lithosphère, ce qui revient à reconsidérer, en fonction de l'épaississement, la position du "poinçon rigide" par rapport à l'ensemble du continent déformé. La limite du poinçon n'est donc pas à priori une limite matérielle comme peut l'être la limite entre continents indien et eurasiatique mais une limite qui migre dans le continent eurasiatique.

(ii) Les différences latérales de rhéologie induites par l'épaississement crustal ou par l'existence de blocs plus rigides tels le bloc du Tarim (Molnar & Tapponnier, 1981) peuvent induire des décrochements importants (Vilotte et al., 1985; England & Houseman, 1985). Il est alors difficile de déterminer quelle est la part des décrochements associés aux à l'évolution de l'épaississement par rapport aux décrochements réellement associés à une extrusion latérale.

III-3 UNE NOUVELLE APPROCHE

Nous proposons une modélisation expérimentale qui respecte (i) les forces gravitaires, (ii) le caractère homogène et hétérogène des déformations de la lithosphère, (iii) les contrastes de densité entre la croute et le manteau.

Il est évident qu'une telle modélisation analogique ne prend pas en compte un certain nombre de propriétés de la lithosphère. En particulier, la dépendance thermique de la rhéologie est actuellement difficilement réalisable ainsi que les transferts thermiques au cours de la déformation qui ont une grande importance sur la résistance de la lithosphère.

Les interfaces rhéologiques, fragile-ductile en particulier, ne peuvent être, dans les modèles, que des interfaces matérielles. Les roches peuvent, quant à elles, choisir le mode de déformation qui demande le moins de contrainte pour des conditions de déformation données. Aussi, les interfaces rhéologiques migrent à travers la matière en fonction des conditions thermiques et de la déformation.

Une modélisation idéale doit respecter tous ces facteurs. En utilisant des matériaux analogues simples simulant un comportement

fragile (sable) ou un comportement ductile (silicone et solutions sucrées), nous proposons une modélisation simple qui nous renseignera sur les interactions entre déformation hétérogène et déformation homogène ainsi que le rôle de la gravité: isostasie et contraintes gravitaires.

CHAPITRE 2

LA MODELISATION EXPERIMENTALE

CHAPITRE 2

LA MODELISATION EXPERIMENTALE

La grande difficulté de la modélisation est de maintenir un équilibre entre la complexité du modèle terrestre et la nécessité de simplification soit pour des raisons purement pratiques de conception du modèle soit pour séparer les paramètres physiques influents.

A ce titre, il est très important, pour toute modélisation, DE TIRER DES CONCLUSIONS COHERENTES AVEC LE DEGRE DE SIMPLIFICATION DU MODELE.

Dans l'état actuel des connaissances, la modélisation expérimentale permet une approche intéressante de la déformation à grande échelle car elle est complémentaire des approches numériques. En effet, elle autorise une véritable déformation tri-dimensionnelle, très difficile à obtenir numériquement et elle permet de prendre en compte la création, le développement et le blocage des failles.

I- APPROCHES ANTERIEURES DE LA MODELISATION EXPERIMENTALE

La théorie du dimensionnement et du changement d'échelle, bien connue en physique (Landau & Lifschitz, 1968 pour revue) a été appliquée aux sciences de la terre par Hubbert (1937), puis Ramberg (1981).

De nombreuses études expérimentales ont été menées que se soit dans le domaine des mécanismes de déformation de petite échelle (Biot et al., 1961; Cobbold & Quinquis, 1980), de grande échelle en extension (Cloos, 1968; Elmohandes, 1981; Faugères, 1985; Faugères & Brun, 1984; Vendeville et al., 1985) ou de grande échelle en compression (Averborg, 1903; Bucher, 1956, 1962; Cadell, 1889; Cowan & Silling, 1978; Dahlen et al., 1984; Hubbert & Rubey, 1959; Malavieille, 1984; Peltzer et al., 1982; Peltzer, 1983; Ramberg & Sjostrom, 1973; Tapponnier et al., 1982).

Le rôle des forces gravitaires a été pris en compte pour l'étude du diapirisme (Berner et al., 1972; Dixon, 1975; Mulugeta, 1985; Ramberg, 1963, 1981), de la déformation des nappes (Brun & Merle, 1985; Merle, 1982) ou de la formation des orogènes (Bucher, 1956, 1962; Ramberg & Sjostrom, 1973).

La plupart des études se font sous champ gravitaire normal. Toutefois, il est possible d'utiliser des centrifugeuses qui accroissent le rôle des forces gravitaires (Dixon & Summers, 1985; Mulugeta, 1985; Ramberg & Sjostrom, 1973; Ramberg, 1981) mais rendent la technique très lourde.

Les matériaux analogues utilisés ont des comportements rhéologiques que l'on peut classer en trois catégories:

- (i) Les matériaux granulaires dont le comportement est essentiellement fragile. Leurs propriétés ont été étudiées par Mandl et al. (1977) ou Oertel (1965).
- (ii) Les matériaux qui se déforment ductilement mais peuvent présenter des instabilités (failles ductiles). C'est le cas de la plasticine préparée en couches (Peltzer et al., 1984).

- (iii) Les matériaux se déformant essentiellement de façon ductile. Leur comportement rhéologique peut être décrit par une loi de puissance

de type:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A \exp(-Q/RT) \cdot \tau_2^{N-1} \cdot \tau_{ij}$$

où $\dot{\epsilon}_{ij}$ est une composante du tenseur des gradients de vitesses de déformations, τ_{ij} et τ_2 une composante et le 2ème invariant du tenseur des contraintes déviatoriques, Q l'énergie d'activation, A et N des constantes.

LES MODELISATIONS DES ZONES DE COLLISION

Mis à part la modélisation des phénomènes d'extrusion (Peltzer et al., 1982) que nous avons déjà discutés, les expériences sur la collision peuvent se classer en deux catégories:

- (i) Les premières menées sur des matériaux ductiles mettent en évidence les phénomènes gravitaires avec compression (Willis, 1893; Bucher, 1956, 1962) ou sans compression (Ramberg et Sjostrom, 1973).
- (ii) Les secondes essentiellement réalisées à partir de matériaux fragiles mettent en évidence les relations entre déformation compressive et chevauchement (Cowan & Silling, 1978; Dahlen et al., 1984; Hubbert et Rubey, 1959; Averburg, 1903; Cadell, 1889; Malavieille, 1984).

Le caractère purement fragile du matériau n'autorise pas de déformation interne importante entre les failles. Aussi, les conditions aux limites particulièrement fortes, en particulier la rigidité des

parois du modèle, créent des structures "artificielles" nécessaires pour accommoder les mouvements principaux.

Ces modèles ne constituent pas une véritable approche de la déformation de la lithosphère mais plutôt une approche des déformations plus superficielles, telles la formation des prismes d'accrétion ou la déformation des nappes superficielles sur un socle rigide.

Par contre, la modélisation des phénomènes d'extrusion associés à la collision continentale (Peltzer et al., 1982) est d'un grand apport pour la compréhension des mécanismes de la collision. Dans ce modèle, le poinçonnement de l'Asie par le continent indien supposé rigide est pris en compte dans de grands décrochements qui séparent le continent asiatique en blocs rigides. Les études géologiques (Tapponnier et Molnar, 1979) et paléomagnétiques (Achache et al., 1983) ont montré que ce type de mécanisme pouvait être décrit dans la lithosphère continentale asiatique.

II- MATERIAUX ANALOGUES

Nous avons choisi de privilégier dans nos expériences quatre propriétés qui nous semblent essentielles pour la compréhension des déformations de la lithosphère continentale:

- (i) Le caractère fragile de la croûte supérieure et parfois du manteau supérieur. Pour simuler un tel comportement, nous avons choisi un matériau granulaire (SABLE DE FONTAINEBLEAU).
- (ii) Le caractère ductile (non localisant) de la croûte inférieure et du manteau.
- (iii) La possibilité d'obtenir des déformations gravitaires.
- (iv) les contrastes de densité dans la lithosphère.

Nous avons donc construit notre modélisation expérimentale en prenant en compte au maximum 4 couches pour la lithosphère:

- croute fragile
- croute ductile
- manteau fragile
- manteau ductile.

La proportion de chacune des couches a été étudiée à partir des données sur la déformation expérimentale des roches (appendice 1; Davy & Cobbold, in prep.) et en fonction des paramètres thermiques de la lithosphère.

Le modèle doit évidemment ajouter une cinquième couche de faible résistance au cisaillement analogue de l'asthénosphère;.

II-1 LA PARTIE FRAGILE

Le sable de Fontainebleau (100 % de quartz) que nous utilisons est un matériau granulaire possédant un angle de friction interne de 30 degrés et sans cohésion mesurable. Des études sur les matériaux granulaires (Mandl et al., 1977) ont montré que les failles se créaient dans les sables pour des déformations inférieures à 10 %. La chute des contraintes après la formation de la faille est de l'ordre de 10 %.

La formation des failles dans ce type de matériau est essentiellement liée à un phénomène de dilatance. Cette augmentation de volume dans la faille favorise les mouvements des grains les uns par rapport aux autres.

Le sable a une densité de 1,42. Pour l'alléger, nous le mélangeons avec une poudre d'éthyl cellulose dont les grains ont une taille identique aux grains de quartz du sable de Fontainebleau. Les propriétés du mélange sont absolument identiques aux propriétés du sable.

En terme de contrainte, la rhéologie du sable s'écrit donc:

$$\tau = 0.58 \sigma_n$$

si τ et σ_n représentent la contrainte cisailante et la contrainte normale appliquée à la faille uniquement due au poids de la colonne de matière (la pression atmosphérique intervient comme une pression de fluide ; il ne faut donc pas en tenir compte).

Cette loi peut être rapprochée de la loi obtenue par Byerlee pour les roches:

$$\tau = 60 \text{ MPa} + 0.6 \sigma_n \quad \text{si } \sigma_n > 200 \text{ MPa}$$

si τ et σ_n sont exprimés en MPa.

On peut constater la bonne représentativité du sable de Fontainebleau aux fortes contraintes car (i) la cohésion mesurée par Byerlee (1968) est relativement faible (60 MPa) par rapport aux contraintes mises en jeu. A la base de la croûte, les contraintes atteignent en compression plusieurs milliers de megaPascal, (ii) l'angle de friction interne du sable de Fontainebleau est très proche de l'angle déduit par Byerlee.

II-2 LA PARTIE DUCTILE

Pour simuler le comportement ductile de la lithosphère, nous utilisons une SILICONE (Gomme GSlR Rhone-Poulenc). Ce matériau suit une loi de rhéologie visqueuse de type newtonienne (la viscosité est indépendante des invariants du tenseur des contraintes déviatoriques).

Dans les conditions normales, la silicone a les propriétés suivantes:

. viscosité: $\eta = 1.6 \times 10^4 \text{ Pa.s}$ à 25 C

. la viscosité de la silicone est thermiquement activée

$$\eta = \eta_0 * \text{EXP} (+Q/RT) \text{ où } Q = 41,7 \text{ kJ. mol}^{-1}$$

(Battegay, 1984)

(les mesures de viscosité ont été réalisées par un viscosimètre dont le principe est donné en Appendice).

On peut légèrement faire varier les propriétés de la silicone en la "chargeant" avec de la galène (PbS). Sa densité peut alors atteindre 1.4 tandis que sa viscosité passe à $7,5 \times 10^4$ Pa.s. L'énergie d'activation de la silicone ainsi chargée devient $42,7 \text{ kJ.mol}^{-1}$.

L'utilisation de la silicone pour simuler le comportement ductile de la lithosphère a été essentiellement guidé par ses possibilités de fluage gravitaire avec des vitesses de déformation compatibles avec des expériences de laboratoire.

III LES CONDITIONS DE SIMILITUDE

La théorie des conditions de similitude appliquée aux sciences de la terre a été proposée par Hubbert (1937)) et Ramberg (1981). Toutefois, il est déraisonnable de vouloir exiger un modèle dont la composition rhéologique est en tous points "homothétiques" du modèle terrestre. Un tel modèle, dans l'idéal parfait, serait difficilement réalisable: pour des raisons techniques, il est impossible actuellement de prendre en compte les effets thermiques les rhéologies fragiles et les migrations d'interfaces rhéologiques dans une modélisation analogique; dans un deuxième temps, le manque de données fiables sur les rhéologies lithosphériques ne nous permet pas de décrire avec certitude l'ensemble des rhéologies impliquées dans la déformation de la lithosphère.

La démarche doit être à mon sens toute différente. Il est important d'un point de vue expérimental de connaître les relations entre la déformation, les conditions aux limites et la rhéologie que l'on contrôle parfaitement. L'analyse des déformations géologiques peut alors nous donner des renseignements sur la rhéologie à grande échelle de la lithosphère. La précision des renseignements sera fonction du degré de sophistication des modèles. Dans le débat actuel sur le mode de déformation de la lithosphère ("ductile" ou "fragile"), le modèle expérimental que nous proposons peut, par exemple, nous renseigner sur l'importance de chacun des modes de déformation dans la résistance totale de la lithosphère.

Un modèle expérimental est défini à partir de grandeurs caractéristiques (longueur (L_0), temps (T_0), vitesse (U_0), masse volumique (ρ), viscosité (η), accélération gravitaire (g), etc...). A partir de ces constantes, on définit des variables non dimensionnées qui sont le rapport des variables du système sur une constante de même dimension. Nous présentons dans le tableau 1, les constantes définies pour nos modèles expérimentaux et pour la lithosphère.

	L_0 (m)	U_0 (m.s ⁻¹)	T_0 (s)	ρ (Kg.m ⁻³)	σ_0 (Pa)	$\frac{U_0}{g \cdot T_0}$	$\frac{\sigma_0}{\rho g L_0}$
MODELE	10^{-2} (1 cm)	$3 \cdot 10^{-6}$ (1 cm/h)	$3 \cdot 10^3$ (1 h)	$1.2 \cdot 10^3$	1	10^{-10}	10^{-2}
NATURE	$3 \cdot 10^4$ (30 Km)	10^{-9} (3cm/an)	$3 \cdot 10^{13}$ (1 Ma)	$3 \cdot 10^3$	10^7 (10 MPa)	$3 \cdot 10^{-24}$	10^{-2}

Tableau 1: Comparaison des constantes utilisées dans la modélisation analogique et les constantes naturelles. A partir de ces constantes, nous avons défini des nombres sans dimensions: $U_0/g \cdot T_0$, rapport entre les forces inertielles et les forces gravitaires; et $\sigma_0/\rho \cdot g \cdot L_0$ rapport entre les forces de "déformation" et les forces gravitaires.

Dans un système mécanique, les variables sont le temps (t), les variables d'espace (X_i), les contraintes (σ_{ij}), les vitesses (U_i), les accélérations, températures, etc...

Deux systèmes sont similaires si toutes les variables (longueurs, vitesses, contraintes, e.t.c.) sont homothétiques pendant toute la déformation (i.e. les variables non-dimensionnées sont identiques). On voit donc qu'il existe deux sortes de conditions à respecter:

- . Il faut s'assurer de l'homothétie des variables et des équations qui décrivent le système à un instant donné (géométrie initiale du modèle, équations de rhéologie, structure thermique s'il y a lieu, e.t.c...)
- . Il faut aussi s'assurer que, en termes de variables non-dimensionnées, les équations d'évolution des systèmes (donc prenant en compte le temps) soient identiques. Dans ce cas, si l'homothétie de deux systèmes est respecté à un instant donné, il est respecté à tout instant.

L'écriture des équations du système en termes de variables non-dimensionnées fait apparaître des nombres sans dimension comme le nombre de Reynolds bien connu des hydrodynamiciens. Les conditions de similitude se ramènent alors à l'homothétie de la géométrie des systèmes et à l'égalité de ces nombres. Dans ce paragraphe, nous nous attacherons à mettre de tels nombres en évidence en discutant leur signification physique. Les différentes équations du système sont :

- . Les équations de la dynamique (en particulier pour les vitesses $U_i = dX_i/dt$, ce qui impose une relation entre la vitesse U_0 , la longueur L_0 et le temps T_0 : $U_0 = k \cdot L_0 / T_0$ où k est une constante

sans dimension identique pour tous les modèles que l'on prend souvent égal à 1 pour des raisons de commodité.

. Les équations de rhéologie.

. L'équations de la chaleur, les équations de la magnétohydrodynamique, etc...

Dans les procédé expérimental que nous utilisons, nous négligeons les phénomènes physiques associés à ce troisième type d'équation:

a) Les équations de la dynamique:

Les équations de la dynamique, dans un cas général, s'écrivent:

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \cdot \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial X_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial X_j} + \rho \cdot g_i$$

pour un milieu défini par ses coordonnées X_i , son champ de vitesse U_i , la pression P , le tenseur déviatorique des contraintes σ_{ij} , sa masse volumique ρ , g_i représentant la i ème coordonnée du vecteur accélération gravitaire.

En termes de variables non dimensionnées, cette équation s'écrit:

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

Cette équation dépend donc de deux nombres sans dimension:

. $U_0/g \cdot T_0$ qui désigne le rapport des forces inertielles sur les forces gravitaires

. $\sigma_0/(\rho \cdot g \cdot L_0)$ qui désigne le rapport des forces de résistance à la déformation sur les forces gravitaires, σ_0 étant défini à partir des équations de rhéologie.

Dans le cas des déformations lithosphériques, le premier nombre est très petit (10^{-24}) et donc les forces inertielles sont négligeables. Par contre, on sait que les forces gravitaires peuvent être du même ordre que les forces de résistance à la déformation de la lithosphère. Le deuxième nombre est donc voisin de 1 (à un ou deux ordres de grandeur près).

Nous devons donc vérifier que les forces inertielles sont négligeables dans nos modèles expérimentaux, ce qui est réalisé ($U_0/g.T_0 = 10^{-10}$). Il apparaît donc que le nombre le plus important à définir est le nombre sans dimension $\sigma_0/(\rho_0.g.L_0)$ qui est le rapport de la contrainte gravitaire sur la contrainte "rhéologique".

b) Les équations de rhéologie

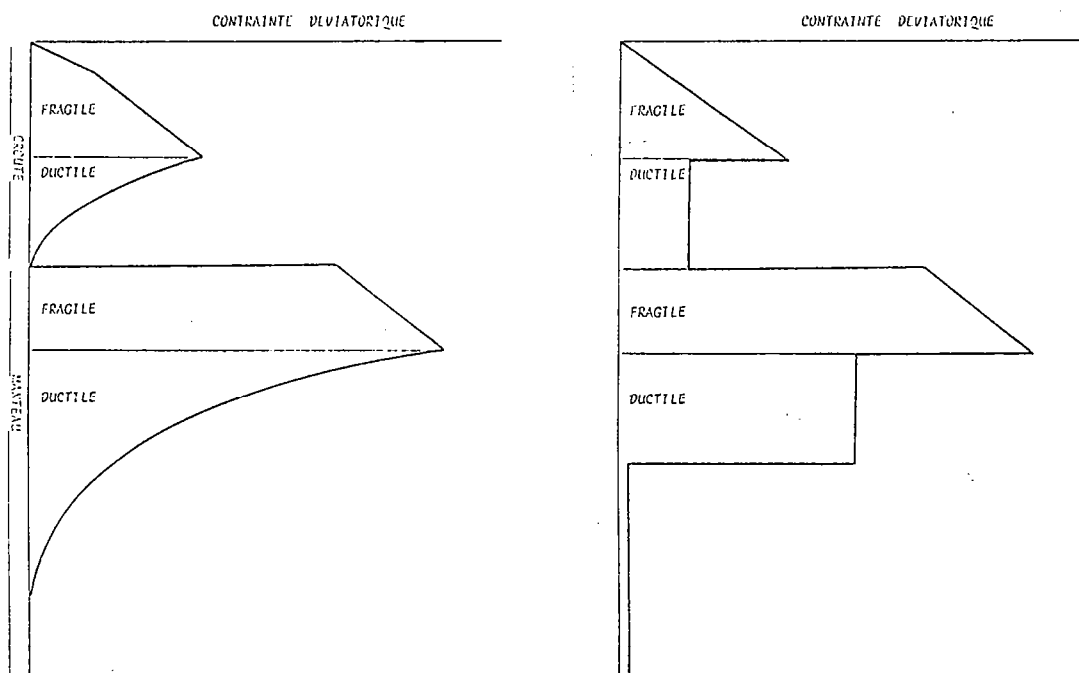


Fig.11: Profils de résistance à la déformation pour la lithosphère (à gauche) et pour nos modèles (à droite)

Etant donné les profils de résistance au cisaillement obtenus à partir des données expérimentales de déformation des roches, et ceux que nous pouvons obtenir à partir des matériaux analogues utilisés (fig.11), nous allons discuter la validité des paramètres rhéologiques expérimentaux dans le but de modéliser la déformation lithosphérique.

Milieu fragile

Pour un milieu purement fragile, les équations de rhéologie s'écrivent:

$$\tau = \operatorname{tg} \phi \cdot \sigma_n + \sigma_c$$

où τ et σ_n sont les contraintes tangentielle et normale à la faille et ϕ l'angle de friction interne, σ_c la cohésion.

En termes de variables non dimensionnées, l'équation s'écrit:

$$\tau^* = \left(\frac{\tau}{\sigma_0} \right) = \operatorname{tg} \phi \cdot \sigma_n^* + \frac{\sigma_c}{\sigma_0}$$

si σ_0 est la contrainte caractéristique du modèle. On voit que les conditions de similitude impliquent:

- . un même angle de friction interne
- . une cohésion "non-dimensionnée" identique.

Etant donné les propriétés du sable (angle de friction interne d'environ 30 degré, cohésion nulle), ce matériau possède des propriétés physiques très proches de celles des comportements terrestres fragiles, ce qui justifie son utilisation. Il faut noter que, si la cohésion des matériaux réels peut être considérée comme négligeable à l'échelle des contraintes mises en jeu sur TOUTE la lithosphère, il n'en est pas de même si l'on considère que la partie superficielle de la croûte.

L'utilisation du sable comme matériau analogue est donc beaucoup moins justifiable pour modéliser les déformations superficielles de la croûte.

L'équation rhéologique exprimée ci-dessus n'est pas suffisante pour décrire le comportement fragile des matériaux. Deux autres paramètres sont nécessaires:

- . La chute de contrainte associée à la formation d'une faille.
- . La déformation nécessaire pour former une faille.

La connaissance de ces deux paramètres, que ce soit pour les matériaux analogues ou pour les matériaux terrestres, est hélas peu développée. Mandl et al. (1977) suggère que la chute de contrainte est de l'ordre de 10 % pour le sable, mais aucune mesure systématique n'a été effectuée.

La déformation nécessaire pour obtenir une faille est un paramètre moins important car, que ce soit pour le sable ou pour les matériaux terrestres, cette déformation est dans la plupart des cas inférieure à 10 % (Mandl et al., 1977; Peltzer et al., 1984, pour revue).

Il est certain que ces paramètres, et en particulier la chute de contrainte associée à une faille, doivent jouer un rôle important dans la déformation fragile. La connaissance de matériaux analogiques présentant des chutes de contrainte plus ou moins prononcées lors de l'apparition des failles serait fort utile pour l'étude du développement des failles.

Milieu ductile

L'équation de fluage pour un matériau ductile peut s'écrire:

$$\tau_{ij} = \eta \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

où η , la viscosité peut dépendre de la température ou du deuxième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques;

En termes de variables non dimensionnées, l'équation s'écrit :

$$\tau_{ij}^* = \frac{\eta \cdot U_0}{L_0 \cdot \sigma_0} \left(\frac{\partial U_i^*}{\partial X_j^*} + \frac{\partial U_j^*}{\partial X_i^*} \right)$$

où $\eta = \frac{\exp(Q/RT)}{A \cdot \tau_2^{N-1}}$

Or, pour des raisons techniques, les matériaux ductiles utilisés sont newtoniens et indépendants de la température, l'étude de ces deux paramètres étant beaucoup plus appropriée dans le cadre d'une modélisation numérique.

Nous abordons un problème relatif au dimensionnement. Pour une viscosité newtonienne, nous pouvons définir une contrainte standard $\sigma_0 = \eta \cdot U_0 / L_0$ que l'on pourra comparer à la contrainte gravitaire standard $\rho \cdot g \cdot L_0$. Dans le cas des rhéologies réelles lithosphériques, la comparaison n'est pas si simple car la viscosité n'est pas newtonienne et dépend de la profondeur.

Une approche possible, utilisée dans le chapitre précédent et dans l'article Davy et Cobbold (Appendice 1, soumis à Tectonophysics) est de considérer la contrainte déviatorique moyenne lorsque la vitesse de déformation est constante avec la profondeur et vaut $\dot{\epsilon}_0 = 1/T_0 = U_0/L_0$:

$$\bar{\sigma}_0 = \frac{1}{H_2 - H_1} \int_{H_1}^{H_2} \left(\sigma \left(\frac{U_0}{L_0} \right) \right) dz \quad ?$$

si H_1 et H_2 sont les limites inférieures et supérieures de la couche considérée. Avec des lois de fluage de type Weertman, on obtient:

$$\bar{\sigma}_0 = \frac{1}{H_2 - H_1} \int_{H_1}^{H_2} \frac{1}{A^{1/N}} \exp \left(\frac{Q}{N \cdot R \cdot T(z)} \right) dz$$

Cette approche nous permet de définir, pour un modèle terrestre, une gamme de contraintes déviatoriques ductiles pour la croûte et le manteau en fonction des paramètres physiques de la lithosphère tels que la structure thermique (fig.12A et 12B).

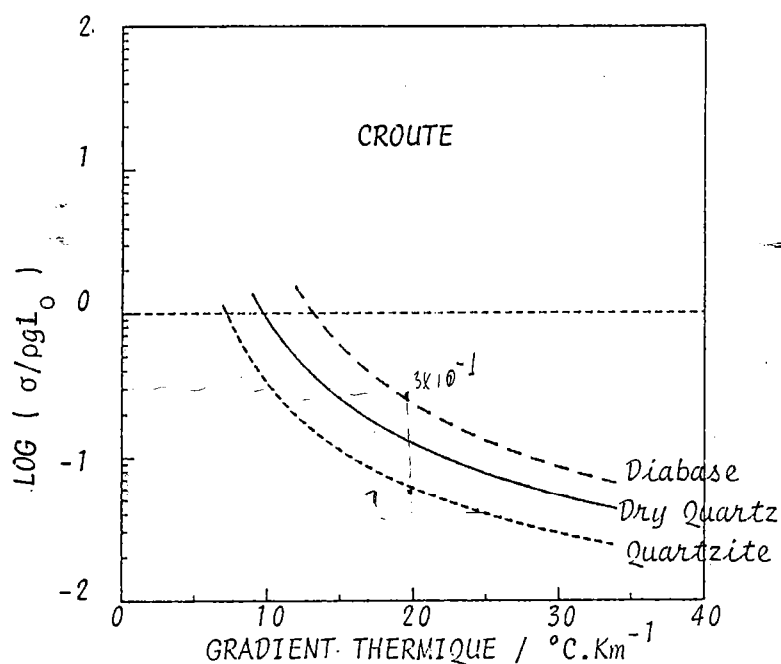


Fig.12A: Evolution de la contrainte déviatorique "moyenne" (voir texte) pour la croûte en fonction du gradient thermique (pris constant pour toute la lithosphère). La contrainte est normalisée par rapport à la pression lithostatique standard $\rho \cdot g \cdot L_0$. Les valeurs des constantes sont données dans le tableau 1.

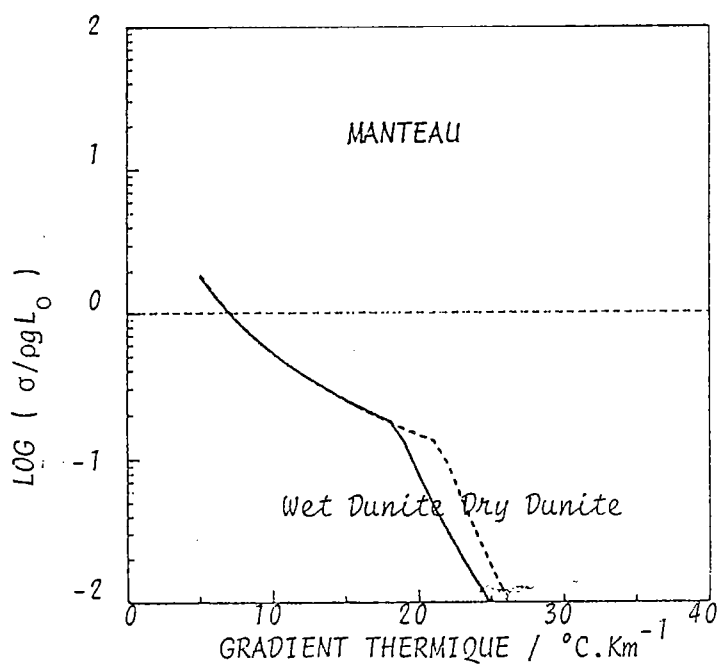


Fig.12B: Evolution de la contrainte déviatorique "moyenne" (voir texte) pour le manteau en fonction du gradient thermique (pris constant pour toute la lithosphère). La contrainte est normalisée par rapport à la pression lithostatique standard $\rho \cdot g \cdot L_0$. Les valeurs des constantes sont données dans le tableau 1.

Pour réaliser ce calcul, nous définissons une interface fragile-ductile par la méthode utilisée par Goetze et Evans (1979) ou Brace et Kholstedt (1980). Puis pour la partie ductile de la croûte et du manteau ainsi définie, nous calculons une contrainte déviatorique moyenne en intégrant la contrainte déviatorique par rapport à la profondeur et en la divisant par l'épaisseur de la couche.

Pour la partie crustale, les bornes d'intégration sont l'interface fragile-ductile pour la borne supérieure et la discontinuité de Mohorovic pour la borne inférieure.

Pour la partie mantéllique, la borne inférieure n'est pas définie a priori. Nous avons choisi comme base de la lithosphère, la profondeur où les contraintes déviatoriques ductiles sont inférieures à 10 MPa.

Pour illustrer la gamme des valeurs du rapport $\sigma_0/(\rho \cdot g \cdot L_0)$ pour la croûte et le manteau, nous avons choisi:

.Pour la croûte: un matériau très ductile (une Quartzite) dont la loi de rhéologie a été obtenue par Shelton et Tullis (1981), un matériau "moyen" (Quartz anhydre) dont la loi de rhéologie a été obtenue par Koch et al. (1980) et un matériau peu ductile (une Diabase) dont la loi de rhéologie a été obtenue par Shelton et Tullis (1981)

.Pour le manteau, les lois de rhéologies obtenues sur des matériaux mantélliques anhydres sont relativement cohérents et ont été synthétisés par Kirby (1983). Pour les matériaux hydratés, il existe une plus grande dispersion des résultats en particulier en fonction des tailles de grains. Nous avons choisi les résultats de Chopra et Paterson (1981) sur une dunite hydratée comme limite inférieure des rhéologies mantélliques ductiles.

Les résultats (fig.12A et 12B) montrent une forte dépendance des "contraintes" moyennes en fonction de la température. Les matériaux mantelliques en particulier présentent des contraintes déviatoriques négligeables pour les forts gradients géothermiques (supérieurs à 25 C/km). La grande disparité des rhéologies crustales conduit à une plus grande incertitude sur les "contraintes déviatoriques moyennes" subies par la croûte.

On peut donner des fourchettes d'incertitudes pour ces contraintes moyennes:

$$\begin{aligned} \text{CROUTE :} \quad & 10^{-2} < \frac{\sigma_o}{\rho g L_o} < 1 \\ \text{MANTEAU :} \quad & 0 < \frac{\sigma_o}{\rho g L_o} < 10 \end{aligned}$$

Pour un gradient géothermique de 20 C/Km proche du gradient géothermique moyen des continents on obtient:

$$\begin{aligned} \text{CROUTE :} \quad & 6.10^{-2} < \frac{\sigma_o}{\rho g L_o} < 3.10^{-1} \\ \text{MANTEAU :} \quad & 2.10^{-2} < \frac{\sigma_o}{\rho g L_o} < 6.10^{-2} \end{aligned}$$

A partir de la contrainte "standard" σ_o , nous pouvons définir une viscosité équivalente:

$$\eta = T_o \cdot \sigma_o = \left(\frac{\sigma_o}{\rho g L_o} \right) \cdot T_o \cdot \rho \cdot g \cdot L_o = \eta_o \cdot \left(\frac{\sigma_o}{\rho g L_o} \right)$$

où η_o est une viscosité standard valant $T_o \cdot \rho \cdot g \cdot L_o$. Dans le cadre de la modélisation que nous proposons, les valeurs données dans le tableau 1 fixent la viscosité standard à 4.10^5 Pa.s. Les variations du rapport $\left(\frac{\sigma_o}{\rho g L_o} \right)$ calculées pour la terre nous permettent alors d'obtenir les ordres de grandeur des viscosités qu'il faut employer dans nos modèles afin de respecter la part des forces gravitaires. En

particulier, cela justifie l'utilisation des silicones RHONE-POULENC dont la gamme de viscosité varie entre 10^4 Pa.s et 10^5 Pa.s. Il est évident que l'exercice de style ainsi proposé peut être répété pour des valeurs de constantes autres que celle du tableau 1.

Résistance relative de chacune des couches (fragile, ductile)

Nous avons plus particulièrement étudié dans l'Appendice 1 (Davy et Cobbold, soumis à Tectonophysics) les résistances à la déformation des quatre couches (croûte fragile et ductile, manteau fragile et ductile). Cette étude nous a permis d'évaluer l'importance relative de chacune des couches de la lithosphère en fonction du gradient géothermique qui est le paramètre physique déterminant (fig.13).

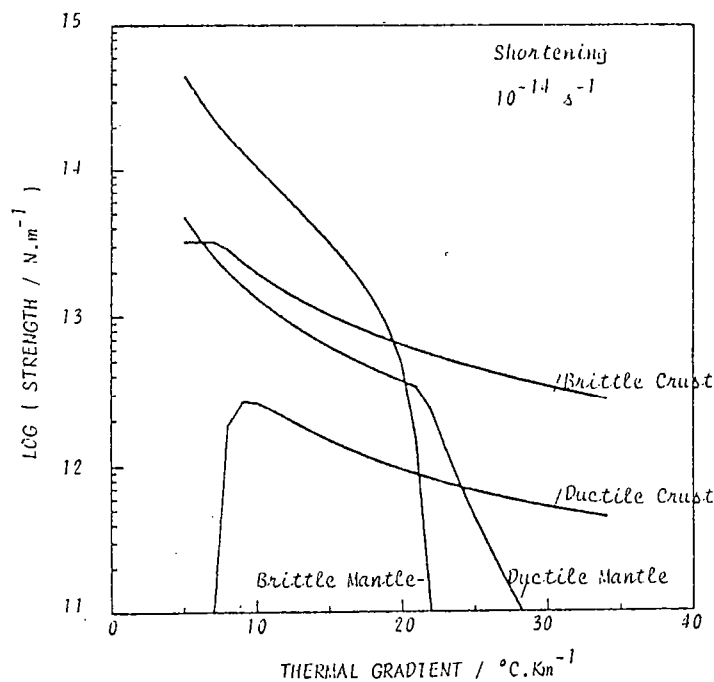


fig.13: Evolution de la résistance à la déformation (en N.m^{-1}) des quatre couches de la lithosphère en fonction du gradient géothermique (pris constant sur l'ensemble de la lithosphère).

Nous pouvons définir 3 structures rhéologiques "idéales" qui correspondent à 3 structures thermiques de la lithosphère:

.structure thermique FROIDE: le modèle prend en compte une déformation fragile mantellique. La résistance du modèle est pour une grande part supportée par la partie mantellique de la lithosphère.

.structure thermique MOYENNE. le modèle ne prend pas en compte de déformation fragile dans le manteau. Par contre 3 couches principales subsiste (croule fragile, croule ductile, manteau ductile). En particulier c'est pour les structures thermiques moyennes que la résistance au cisaillement de la partie "ductile" de la lithosphère est la plus importante par rapport à la résistance au cisaillement de la partie "fragile". *Von Wn 118*

.structure thermique CHAUDE: seule les 2 couches crustales subsistent pour la lithosphère. La partie mantellique, importante par sa densité et les réajustements isostatiques que cela entraine, est de faible résistance.

Cette répartition rhéologique va nous guider pour la construction des modèles expérimentaux (chapitre suivant).

IV- CONDITIONS AUX LIMITES

Dans les modélisations expérimentales, deux types de conditions aux limites peuvent être utilisées:

.des conditions en terme de vitesse

.des conditions en terme de contraintes. Les bords libres (contrainte nulle) sont représentatifs de ce type de condition.

Nous ne pouvons discuter toutes les conditions applicables dans les modèles expérimentaux. Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons aux phénomènes de poinçonnement intracontinentaux car deux conditions aux limites extrêmes peuvent être proposées pour un poinçon: vitesse constante ou contrainte constante.

On sait que les forces inertielles sont négligeables et donc, à chaque instant, la somme des forces appliquée au système est nulle.

Dans le cadre d'une collision, il existe deux types de forces motrices: la poussée à la ride et la traction de la lithosphère plongeante dans les subductions. Au moment de la collision, la résistance à la déformation de la lithosphère collidée se rajoute aux autres forces de résistance. Etant donné que cette résistance est comparable aux forces motrices (England, 1983; Davy et Cobbold, in prep), il faut donc un réajustement des forces à l'échelle de la convection pour assurer le maintien de l'équilibre des forces tout en déformant la lithosphère continentale. Autrement, il y aurait un blocage pur et simple du système dès les premières phases de la collision.

La vitesse des plaques se réajuste au moment de la collision. Ce phénomène a été observé en particulier par Patriat et Achache (1984) pour la collision indienne. On peut invoquer une diminution de la résistance au cisaillement sous les plaques pour compenser la résistance à la déformation de la lithosphère.

Il est évident qu'une condition aux limites en terme de contrainte constante n'est pas appropriée à cause de ces réajustements de force. Une condition aux limites en terme de vitesse de poinçonnement constante semble plus justifiée pour la modélisation expérimentale d'une collision qu'une condition en terme de contraintes constantes.

V- LIMITES DU MODELE

La réalisation d'un modèle expérimental nécessite un certain nombre de simplification. Nous avons choisi de privilégier les comportements fragiles et ductiles ainsi que les contrastes de densités dans la lithosphère. Toutefois, il faut garder en mémoire les différentes approximations nécessaires pour la réalisation de ces modèles.

1- Les matériaux fragiles semblent respecter le comportement fragile des roches terrestres. D'autres mécanismes rhéologiques conduisent à une déformation hétérogène et les lois contrainte-déformation- vitesse de déformation qui gouvernent ces mécanismes ne sont pas bien connus. Il n'est pas du tout évident que ces lois se rapprochent des lois de la déformation fragile.

2- Les matériaux ductiles terrestres font l'objet de nombreuses études expérimentales. Etant donné la complexité des compositions crustales, on ne peut actuellement définir une loi unique faisant l'unanimité pour la déformation ductile crustale ou mantélique. Il est évident qu'une loi rhéologique newtonienne indépendante de la profondeur n'est pas représentative des lois des rhéologies ductiles. L'utilisation d'un matériau newtonien n'est cependant pas aberrante car certains matériaux terrestres présentent des lois de rhéologie proches. Ce qui est plus difficile à admettre, c'est l'indépendance de la viscosité avec la température et donc la profondeur. Dans un stade ultérieur et avec des méthodes appropriées (numériques), nous envisageons une étude plus approfondies des effets thermiques de la rhéologie sur la déformation.

3- Evolution thermique et interfaces rhéologiques

Une propriété importante des roches est de pouvoir choisir son mode de déformation en fonction des conditions physiques qui lui sont appliquées. Ainsi les interfaces rhéologiques, en particulier l'interface fragile-ductile ou dans un sens plus général l'interface déformation homogène-hétérogène, peut migrer dans la matière. Il est évident que notre modèle expérimental ne peut pas prendre en compte un tel phénomène.

La température est un paramètre important pour définir les interfaces rhéologiques. Aussi les perturbations thermiques associées à toute tectoniques et leur évolution dans le temps doivent être discutées.

En particulier, les évolutions tectoniques conduisent à des structures thermiques anormales: superposition de croûtes dans les zones épaissies par chevauchement ou rapprochement des isothermes dans les zones en extension. Si on considère que l'évolution est rapide devant les vitesses de diffusion thermique, on peut supposer que les isothermes sont des lignes matérielles. Un chevauchement, en particulier, conduira à la superposition des deux parties fragiles de la croûte, ce qui amène un phénomène de durcissement de la partie épaissie (Davy et Cobbold, in prep.). La relaxation thermique des structures tectonisées a tendance à changer la structure rhéologique de la lithosphère. Cela conduit à une diminution de la résistance dans les zones épaissies (Davy et Cobbold, in prep) ou un durcissement dans les zones en extension (Jarvis et McKenzie, 1980; England, 1984; Sawyer, 1985).

Dans la modélisation que nous proposons, le durcissement de la lithosphère après l'épaississement crustal est pris en compte. Mais, il est évident que les déformations associées au changement de rhéologie de la lithosphère par relaxation thermique ne seront pas présentes. Ce

type de phénomène peut, par contre, faire l'objet d'une modélisation numérique qui intégrerait les résultats de la modélisation analogique.

CHAPITRE 3

MODELES EXPERIMENTAUX

CHAPITRE 3

MODELES EXPERIMENTAUX

Les modèles expérimentaux reprennent la structure rhéologique simplifiée décrite au chapitre précédent: une alternance de couches fragiles et ductiles représentative des comportements rhéologiques principaux de la croûte et du manteau. Dans un premier temps, nous avons étudié l'épaississement lithosphérique en fonction des résistances à la déformation des différentes couches fragiles et ductiles. Puis nous avons étendu notre étude à un modèle véritablement tri-dimensionnel où la collision est accommodée par une combinaison de chevauchements, décrochements et même bassins d'extension. Enfin, des modèles spécifiques ont été construits afin de relier les déformations de "surface" à des conditions aux limites particulières en profondeur, le but essentiel de cette dernière étude étant de relier les déformations crustales aux chevauchements mantelliques en fonction des conditions aux limites latérales (existence et sens des décrochements latéraux).

I- ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EPAISSISEMENT LITHOSPHERIQUE

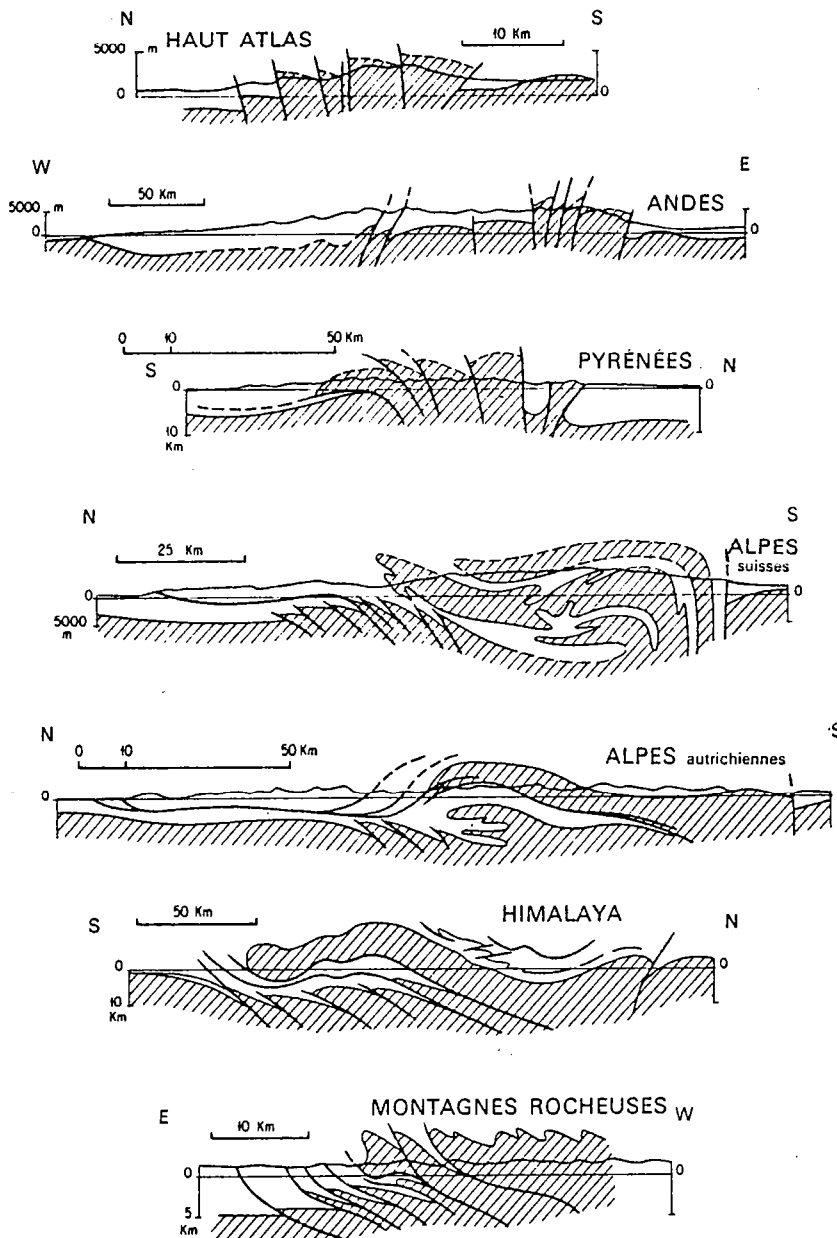


fig.14: Coupes générales de chaines montrant l'importance des failles inverses. (d'après Mattauer, 1973)

Le raccourcissement de la croûte et l'épaississement qui en résulte est un mécanisme essentiel de la collision continentale. Les différentes études géologiques et sismiques réalisées dans les chaînes de montagne ont permis de caractériser la déformation liée à l'épaississement crustal. Pour les chaînes récentes, l'épaississement est essentiellement réalisé par empilements successifs d'unités crustales (à titre d'exemple nous pouvons citer la chaîne himalayenne (Gansser, 1966) et la chaîne alpine (Gillet et al., 1986)). Mais la déformation dans les zones épaissies n'est pas toujours si évidente. Le plateau Tibétain, et même les chaînes linéaires comme les Pyrénées, l'Oural ou le Haut Atlas ne répondent pas totalement au schéma précédent (fig.14 tirée de Mattauer, 1973). Si on met de côté les chaînes qui ne sont pas associées à collision continent-continent (par exemple les Andes directement reliées à une zone de subduction), les principaux styles de déformation qui se rencontrent dans les zones de collision sont:

- la croûte est épaissie par une succession de chevauchements dont la flèche peut atteindre plusieurs dizaines de kilomètres. D'une manière générale, le nombre de chevauchements est faible (2 ou 3). Ils ont la vergence de la subduction qui précède la collision et ils se propagent de la zone de suture vers les zones externes par une propagation dite en "piggy-back" (i.e. leur pendage est dirigé vers la zone la plus épaissie). A titre d'exemple, nous pouvons citer les chevauchements M.B.T. (Main Central Thrust) et M.B.T. (Main Boundary Thrust) de la chaîne Himalayenne.

- à l'échelle de la croûte, l'épaississement peut être considéré comme homogène (i.e. sur une verticale le taux d'épaississement est constant). Ce mécanisme a été invoqué par England et Thompson (1985) dans leur étude sur les conséquences thermiques liées à l'épaississement

crustal. Si une déformation homogène dans une couche ductile se conçoit facilement, il est plus difficile d'imaginer une telle déformation dans une couche fragile. Toutefois, une déformation caractérisée une multitude de petites discontinuités peut rendre compte d'un épaississement homogène à l'échelle de la croûte. Ce mécanisme a été proposé pour le plateau Tibétain (Dewey et Burcke, 1973). D'autre part, une chaîne comme les Pyrénées (Choukroune, 1976) ou le Zagros (Bird, 1978) peut aussi rendre compte d'une telle déformation (Choukroune, 1976).

Nous avons voulu relier le style de déformation et les mécanismes d'épaississement aux conditions rhéologiques pour lesquelles on les rencontre. A partir de la modélisation définie au chapitre précédent qui respecte la structure fragile-ductile de la lithosphère, nous avons exploré le rôle des différentes couches (fragiles et ductiles) sur les mécanismes d'épaississement associés à une compression. Pour cette étude (encore incomplète mais déjà instructive), nous avons retenu deux modèles particulièrement significatifs: le premier dont la résistance à la déformation est presque essentiellement assurée par la partie fragile; le deuxième dont la résistance à la déformation est assurée de façon plus répartie par la partie ductile et par la partie fragile.

I-1 Procédure expérimentale

Conditions aux limites

La déformation se situe dans une boîte de 20 cm de large et 50 cm de long. Le raccourcissement du modèle est pris en compte par le rapprochement de deux parois verticales rigides. L'une des parois est une des parois verticales de la boîte. L'autre paroi est un piston

mobile dont la vitesse est assurée par un moteur pas-à-pas relié à un ordinateur par l'intermédiaire d'un multiprogrammeur (fig.15). La vitesse de rapprochement peut varier entre 0 et 5 cm/heure. Pour les modèles suivants, elle est maintenue constante à 1 cm/heure pendant la durée de l'expérience.

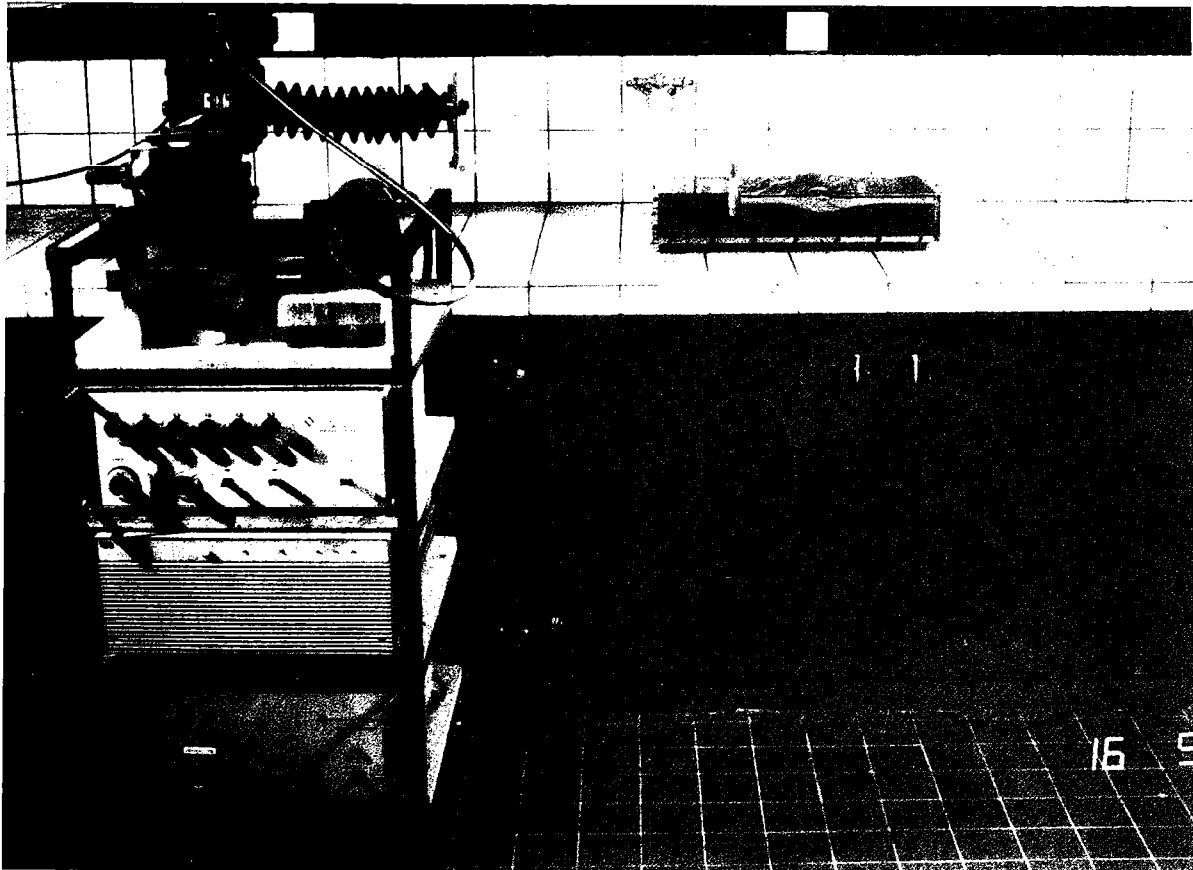


fig.15: Apparatus experimental.

Afin d'initier la déformation au centre du modèle, les parois latérales sont divisées en deux parties: la partie proche du piston est mobile avec celui-ci et coulisse le long de la paroi latérale, fixe par rapport à la boîte (fig.16). Le modèle est donc composé de deux "boîtes" coulissant l'une dans l'autre. La déformation s'initie alors à l'extrémité des parois coulissantes. L'avantage d'un tel système est de permettre la propagation de la déformation dans deux directions opposées

ce qui n'aurait pas été possible si la déformation s'était initiée près du piston mobile. Le degré de liberté supplémentaire peut être important pour les relations entre la vergence des chevauchements et leur propagation.

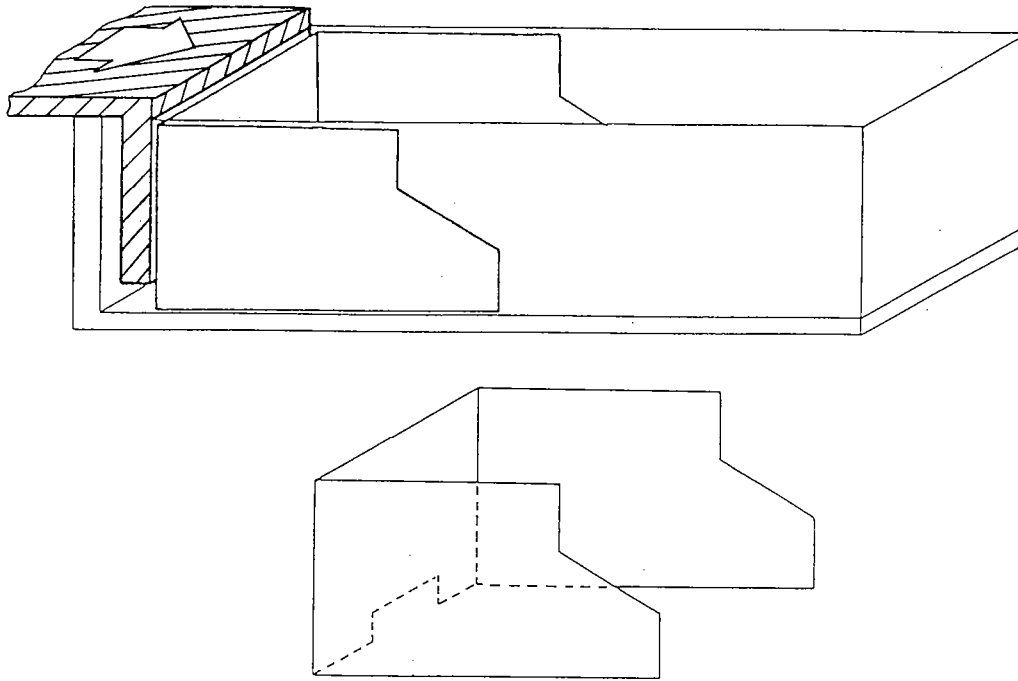


fig.16: Schéma des conditions aux limites utilisées pour les modèles d'épaississement (voir texte). Les parois latérales mobiles sont représentées sur le schéma du dessous.

La vergence du premier chevauchement est contrôlée par la découpe de la paroi latérale solidaire du piston. En effet, le bord de cette paroi est incliné à 30 degré par rapport à l'horizontale sur toute la hauteur du modèle. Le premier chevauchement s'initie parallèlement à cette découpe.

La couche inférieure du modèle est une solution sucrée (miel de Hongrie) de faible viscosité et de forte densité. Ce miel peut s'écouler sous le piston mobile afin d'éviter une augmentation du volume du modèle pendant le raccourcissement.

Remarques sur le choix de la structure rhéologique des modèles en fonction des limites de notre modélisation

L'évolution de la déformation est directement liée à l'évolution dans le temps et l'espace des chevauchements. Nous avons examiné les différents stades du développement des chevauchements en essayant de mettre en évidence les phénomènes physiques directement associés à notre procédure expérimentale. A l'initiation, la position des chevauchements est contrôlée par la contrainte locale du milieu. Cette contrainte prend en compte les conditions aux limites (raccourcissement et rôle des bordures latérales) mais aussi les forces gravitaires (en particulier liée à l'épaississement). Il ne faut donc pas sous-estimer l'importance des conditions aux limites et notamment des bordures latérales sur la déformation.

Le développement des chevauchements est ensuite essentiellement lié aux phénomènes physiques responsables de leur blocage. Or dans nos modèles comme sans doute dans la nature, chaque chevauchement entraîne une partie ductile. En utilisant plusieurs types de silicone de viscosité différentes, on s'est rendu compte que la flèche maximale des chevauchements était bien évidemment liée à la viscosité de la couche ductile située immédiatement sous la couche fragile et à l'épaisseur de la couche fragile (une couche fragile de grande épaisseur mettra en jeu des contraintes cisailantes plus importantes à la base du chevauchement et donc pourra entraîner une quantité plus importante de silicone). Pour éviter de donner de l'importance à ce phénomène, il est donc important d'avoir la même couche ductile à la base de la couche fragile.

Le choix de la structure rhéologique (fig.17) des modèles a donc été dicté par cette dernière condition. Les deux modèles présentés ont en commun le même bicouche de faible densité (1.15) composé d'une couche

de sable et d'une couche de silicone rose. Par contre, dans le deuxième modèle, une couche ductile de forte viscosité et de forte densité (1.4) a été placée sous la silicone rose. Cette couche augmente la résistance de la partie ductile sans être en contact avec la partie fragile. La dernière couche du modèle est commune aux deux modèles: il s'agit d'une solution sucrée de très faible viscosité et de forte densité (1.4).

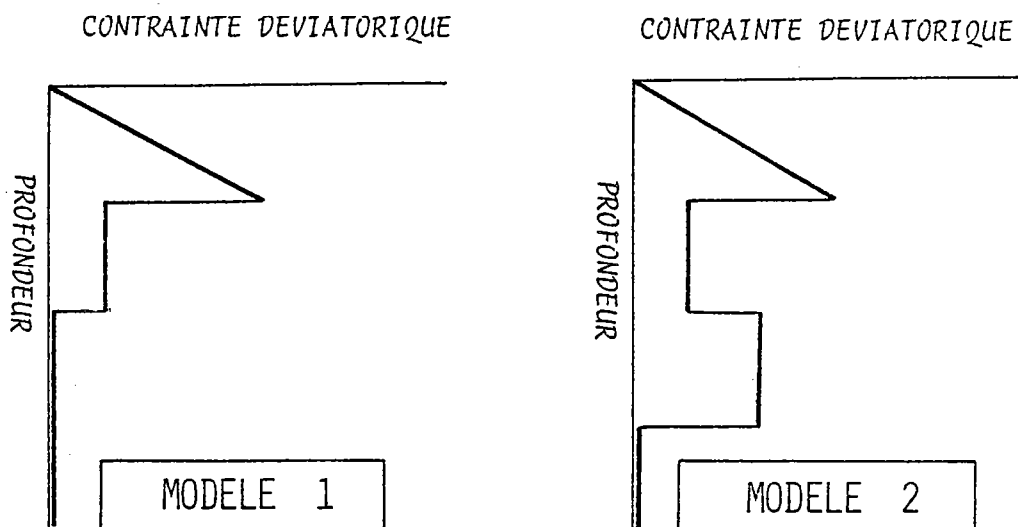


fig.17: Profils de résistance à la déformation pour le modèle 1 (à gauche) et pour le modèle 2 (à droite).

I-2 Modèle 1

Pour ce type de modèle, nous avons réalisé quatre expériences en changeant l'épaisseur des couches, la vitesse du piston ou le sens du premier chevauchement afin de tester la répétitivité des expériences. Pour toutes ces expériences, la résistance à la déformation de la couche fragile est nettement supérieure à la résistance de la couche ductile. Dans un souci de clarté, nous insisterons plus particulièrement sur

l'une d'entre elles qui présente une déformation remarquable de simplicité. Toutefois, étant donné la bonne reproductibilité des résustats, cette expérience est représentative des autres. Nous nous permettrons de présenter d'autres expériences de caractéristiques différentes qui apportent des résultats complémentaires.

COMPOSITION

La composition de l'expérience choisie est de haut en bas:

- une couche de sable de 1 cm de hauteur ayant une masse volumique de $1.15 \pm 0.05 \text{ g.cm}^{-3}$. La masse volumique du sable de Fontainebleau est d'ordinaire de 1.4 g.cm^{-3} mais dans ce cas, il a été allégé par de l'éthyl-cellulose, puis tamisé à 0.5 mm pour obtenir une granulométrie uniforme.
- une couche de silicone rose RHONE-POULENC (Rhodorsyl 9999) de 1 cm de hauteur dont les propriétés physiques sont les suivantes: viscosité $1.6.10^4 \text{ Pa.s}$ à la température de l'expérience, masse volumique 1.16 g.cm^{-3}
- une solution sucrée (miel de Hongrie) qui remplit le reste de la boîte. Sa viscosité est newtonienne (de l'ordre de 10 Pa.s) sa masse volumique est de 1.4 g.cm^{-3} .

RESISTANCE A LA DEFORMATION DES DIFFERENTES COUCHES

La résistance de la couche fragile peut être estimée par l'intégrale de la contrainte déviatorique moyenne de la partie fragile:

$$S_f = \rho_0 \cdot g \cdot L_f^2 / 2 \quad \text{où } \rho_0 \text{ est la densité de référence}$$

pour le modèle et L_f l'épaisseur de la couche.

La résistance de la partie ductile peut être estimée par l'intégrale de la contrainte déviatorique ductile moyenne:

$S_d = \eta \cdot (U_o/L_o) \cdot L_d$ où η est la viscosité de la couche, U_o la vitesse du piston, L_o la longueur de référence du modèle et L_d la hauteur de la couche ductile. Par comparaison avec la résistance de la couche fragile, la résistance de la partie ductile est:

$$S_d/S_f = 0.10$$

La résistance de la partie ductile est donc très faible devant la résistance de la partie fragile. Etant donné la composition du modèle, en particulier l'absence de résistance dans la couche plus dense (analogue au manteau), la structure du modèle est à rapprocher des compositions rhéologiques de la lithosphère obtenus pour des gradients géothermiques élevés. Le rapport S_d/S_f est à rapprocher des rapports obtenus pour les roches crustales avec des gradients très élevés mais aussi ou des gradients très faibles qui impliquent une partie fragile sur l'ensemble de la croûte et une bonne partie du manteau supérieur (Davy et Cobbold, Appendice 1).

Les calculs précédents ont été réalisés pour les épaisseurs initiales du modèle. Il est évident que la résistance de chacune des couches est modifiée après épaississement. La résistance de la couche fragile augmente comme le carré de sa hauteur. La résistance de la couche ductile varie avec le rapport L_d/L_o où L_o est une longueur caractéristique du modèle et L_d la hauteur de la couche ductile. Si l'épaississement de la couche ductile est identique à l'épaississement du bicochr sable-silicone, la résistance de la couche ductile ne varie pas avec l'épaississement. De cette constatation nous déduisons que plus la résistance de la couche fragile est importante, plus la résistance

totale du modèle augmentera avec l'épaississement. Des modèles simples d'épaississements crustaux (Davy et Cobbold, Appendice 1) montre que le phénomène de durcissement existe aussi dans la nature mais est relaxé par l'évolution thermique de la croûte. Les temps caractéristiques de l'évolution thermique sont de l'ordre de 20 à 40 Ma.

DESCRIPTION DES EXPERIENCES

Le raccourcissement total, de 15 cm pour ce modèle (soit 30% de compression) a été choisi afin d'éviter que la déformation se propage jusqu'aux limites de la boîte. L'évolution de la déformation est suivie au cours du temps par des prises de vue de la surface du modèle où seule l'évolution de la déformation fragile peut être observée (fig.19). Des lignes de couleur ont été tracées sur la surface du modèle par du sable de couleur différente. Les décalages qu'induisent les chevauchements peuvent être visualisés par de brutales discontinuités dans ces lignes. Des prises de vue latérales permettent de se rendre compte de l'évolution de l'épaississement crustal mais cette déformation reflète en partie les effets de bord liés au frottement sur les parois (fig.20).

Evolution de la déformation

La déformation finale dans la partie fragile du modèle est essentiellement localisée dans trois grands chevauchements dont la flèche varie entre 3 et 5 cm (soit 2 à 3 fois l'épaisseur du bi-couche fragile ductile). Très tôt, deux chevauchements apparaissent simultanément à la surface du modèle (environ après 2 cm de raccourcissement). Ce phénomène pour le moins singulier peut être

fig.19: Modèle 1. Vue de surface de l'évolution de la déformation (3 premières photos) et vue en perspective du modèle à la fin de la déformation.

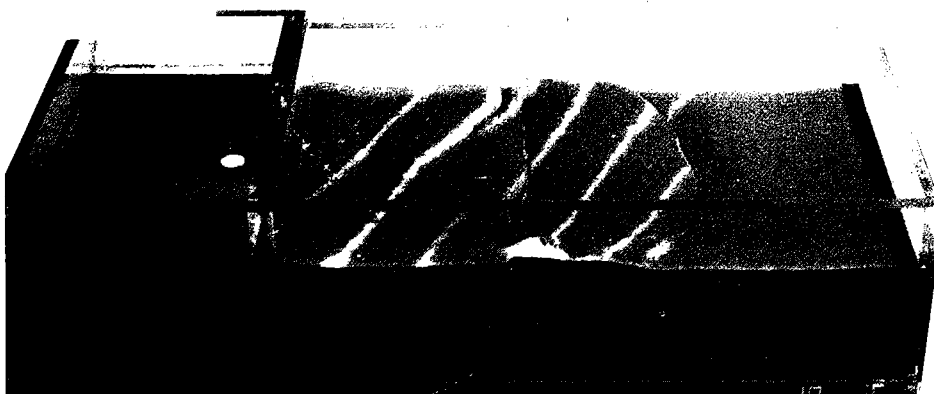
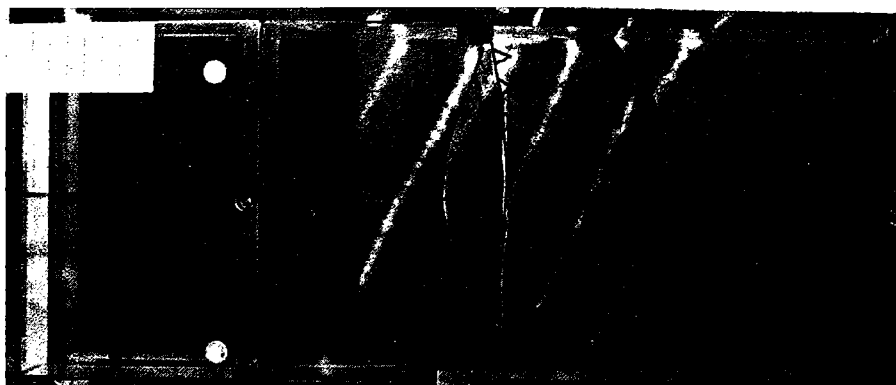
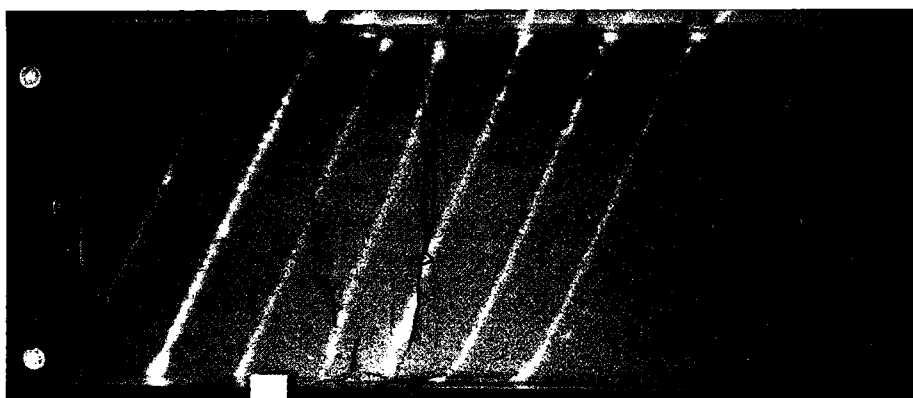
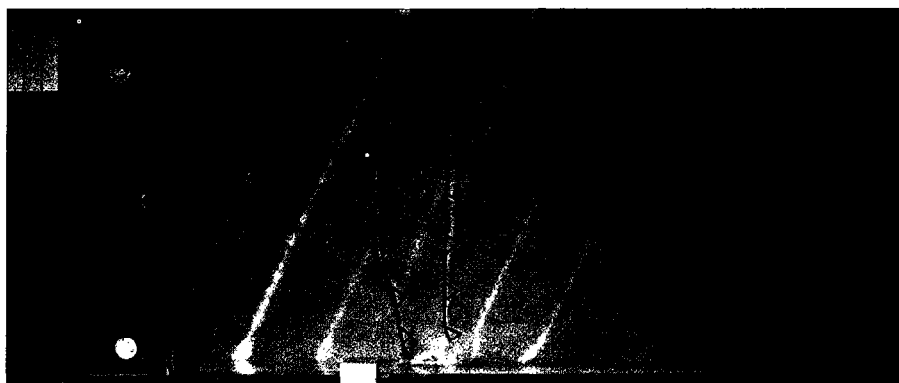


fig.19: Modèle 1. Vue de surface de l'évolution de la déformation (3 premières photos) et vue en perspective du modèle à la fin de la déformation.

attribuée à la découpe particulière des bordures latérales mobiles (fig.16).

Ces premiers chevauchements sont ensuite relayés par un troisième chevauchement apparaissant après 10 cm de raccourcissement. Ce troisième chevauchement possède une vergence différente des deux autres mais, comme eux, il plonge vers la partie la plus épaissie du modèle. Sur l'ensemble des modèles présentant des caractéristiques rhéologiques similaires, la propagation des chevauchements peut se faire dans les deux directions mais le pendage des chevauchements est toujours dirigé vers les zones les plus épaissies. Un tel résultat peut (peut-être) être corrélé à l'existence de forces gravitaires liées à l'épaississement du bicouche fragile-ductile (sable-silicone) et à la différence de densité entre ce bicouche et le miel. Les forces gravitaires ont pour effet de perturber le champ de contrainte en fonction de la géométrie de l'épaississement du bicouche. En particulier, elles diminuent l'importance des contraintes compressives horizontales dans les zones les plus épaissies. Un tel changement peut être suffisant pour déterminer le choix du chevauchement parmi les deux familles de vergence opposée. Malgré tout, il est encore trop tôt pour ce déterminer avec certitude sur les phénomènes physiques qui contrôlent la vergence des chevauchements. En particulier, le sens du décrochement latéral peut aussi être un facteur déterminant.

Direction de propagation des chevauchements

La propagation des chevauchements se fait en général dans la direction d'avancée du piston. Comme nous le verrons dans la troisième partie de ce chapitre, on peut attribuer ce phénomène aux conditions de vitesse sur les bordures latérales. En effet, le dédoublement des parois

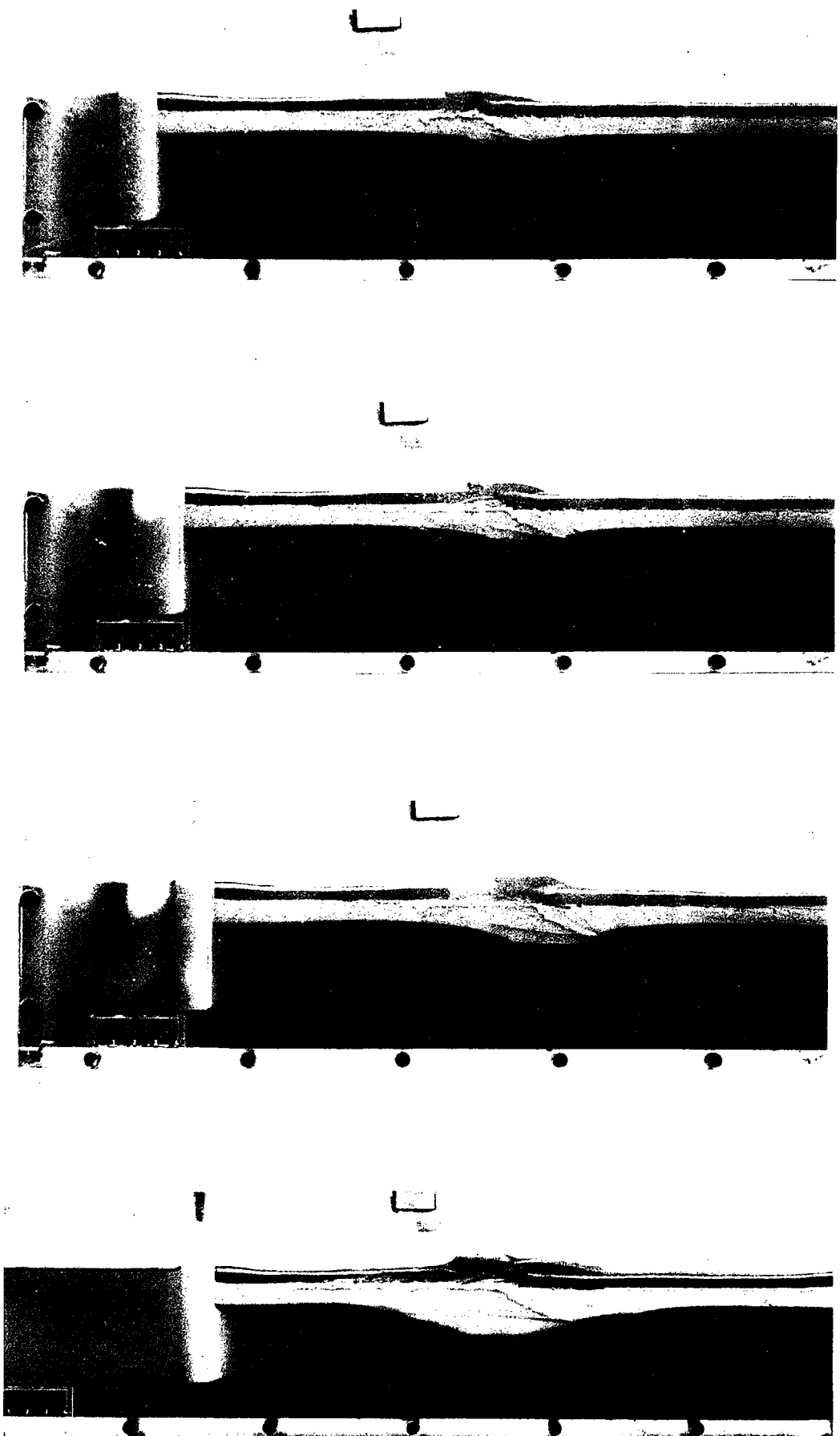


fig. 20: Modèle 1. Vue latérale de l'évolution de la déformation (4 stades).

latérales (l'une solidaire du piston, l'autre du fond de la boîte) se traduit cinématiquement par une discontinuité de vitesse située à la limite entre les deux parois. Or pendant la déformation, la paroi mobile avec le piston ne change pas de longueur tandis que la paroi fixe se raccourcit. Le saut de vitesse se propage donc à la même vitesse et dans la même direction que le piston. Comme nous le verrons dans la troisième partie, cette propriété est suffisante pour guider la propagation des chevauchements.

Localisation des chevauchements

En général, on peut relier la position des nouveaux chevauchements à l'épaississement résultant des chevauchements précédents. D'une manière générale, ils s'initient à la limite de la partie épaissie et de la partie non épaissie. Cette propriété peut simplement être reliée au phénomène de "durcissement" (augmentation de la résistance à la déformation) associé à l'épaississement du bicouche sable-silicone. Ce durcissement est à relier à la fois aux forces gravitaires induites par les différences de densité et à l'épaississement des couches fragiles et ductiles. Il est donc logique de penser que les chevauchements s'initient à l'endroit où la résistance à la déformation du modèle décroît rapidement. La rythmicité dans l'espace et le temps des chevauchements (à peu près constante pour tous les expériences de ce type) doit alors être reliée à la flèche maximale des chevauchements avant blocage. L'espacement entre ces chevauchements varie suivant les modèles entre 4 et 5 cm.

Déformation finie

A la fin de l'expérience, pour l'expérience présentée, seuls trois chevauchements sont apparus. Nous avons alors aspiré le sable pour visualiser la déformation à l'interface sable-silicone (fig.18). Les lames fines de silicone entraînés dans les chevauchements nous renseignent sur leur emplacement, leur vergence et leur allure en trois dimensions. On voit ainsi le changement de vergence des chevauchements et leur forme arquée représentative des conditions de bordure. Enfin on peut évaluer leur flèche en mesurant la longueur de la lame de silicone.

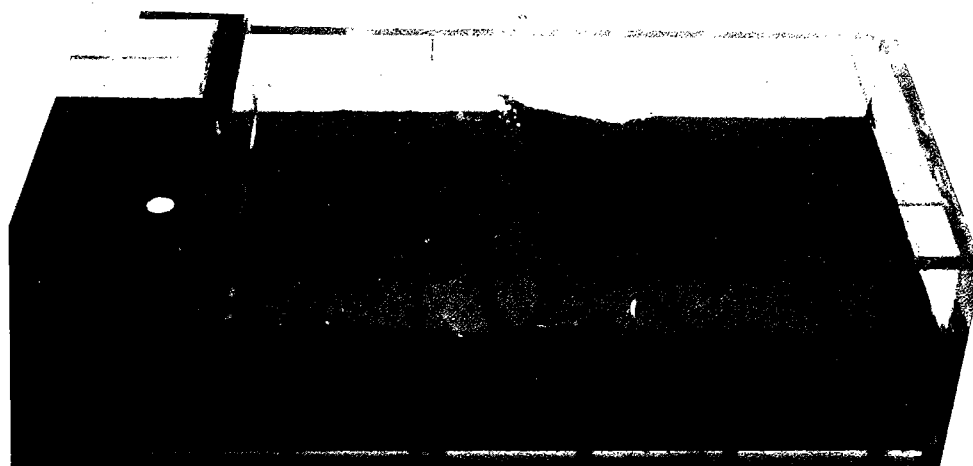


fig.18: Modèle 1. Vue de l'interface fragile-ductile à la fin de la déformation (après avoir retiré le sable).

I-3 Modèle 2

Pour ce type de modèle, une seule expérience a été réalisée.

COMPOSITION

La composition du modèle est de haut en bas:

- une couche de sable de 1 cm de hauteur ayant une masse volumique de $1.15 \pm 0.05 \text{ g.cm}^{-3}$. La densité du sable de Fontainebleau est d'ordinaire de 1.4 mais dans ce cas, il a été allégé par de l'éthyl-cellulose puis tamisé à 0.5 mm pour obtenir une granulométrie uniforme.
- une couche de silicone rose RHONE-POULENC de 1 cm de hauteur dont les propriétés physiques sont les suivantes: viscosité $1.6.10^4 \text{ Pa.s}$ à la température de l'expérience, masse volumique 1.16 g.cm^{-3}
- une couche de silicone brune de 1 cm de hauteur. Sa viscosité est de 8.10^4 Pa.s , sa masse volumique 1.4 g.cm^{-3} . Cette silicone a été obtenue à partir de la silicone rose par addition de galène (PbS).
- une solution sucrée (miel de Hongrie) qui remplit le reste de la boîte. Sa viscosité est newtonienne (10 Pa.s) sa masse volumique est de 1.4 g.cm^{-3} .

RESISTANCE A LA DEFORMATION DES DIFFERENTES COUCHES

Dans ce type de modèle comme dans le précédent, la résistance de la couche fragile est:

$S_f = \rho . g . L_f^2 / 2$ où ρ est la densité de référence pour le modèle et L_f l'épaisseur de la couche.

La résistance de la partie ductile est par contre plus importante et est presque entièrement supportée par la couche ductile de silicone brune:

$S_d = \eta \cdot (U_o/L_o) \cdot L_d$ où η est la viscosité de la couche de silicone brune, U_o la vitesse du piston, L_o la longueur de référence du modèle et L_d la hauteur de la couche ductile. Par comparaison avec la résistance de la couche fragile, la résistance de la partie ductile devient:

$$S_d/S_f = 0.75$$

La résistance de la partie ductile n'est pas négligeable devant la résistance de la partie fragile. Etant donné la composition du modèle, la structure du modèle est à rapprocher des compositions rhéologiques de la lithosphère obtenus pour des gradients géothermiques moyens. Le rapport S_d/S_f est significatif des rapports obtenus pour les roches lithosphériques avec de tels gradients (Davy et Cobbold, Appendice 1).

DESCRIPTION DU MODELE

Deformation finie

La déformation de ce modèle est radicalement différente de celle du modèle précédent. Elle se traduit par de nombreux chevauchements de faibles rejets. La déformation des lignes tracées sur la surface du modèle reflètent bien le changement de régime de l'épaississement (fig.22): au stade le plus déformé (15 cm de raccourcissement), on ne voit quasiment pas de rupture dans le tracé de ces lignes. Par contre, l'angle que fait la ligne avec l'axe du raccourcissement augmente dans la partie centrale du modèle. Ceci est significatif d'un raccourcissement homogène de la surface du modèle. Les vues latérales puis une coupe dans la silicone ont montré que le raccourcissement était homogène sur toute l'épaisseur du modèle.

Il est difficile de décrire avec précision le pendage des failles car il a été impossible de réaliser un coupe dans le sable. Mais, il est possible de comparer la déformation à la surface du modèle (partie supérieure des failles, fig.21A) et la déformation à l'interface sable-silicone (partie inférieure des failles, fig.21B). On peut constater que les failles sont très redressées car elles apparaissent en surface presque à la verticale de leur racines dans la silicone. Leur pendage est relativement important (au moins supérieur à 45 degré) en tous cas plus important que le pendage des failles du modèle précédent (qui était environ de 30 degré)

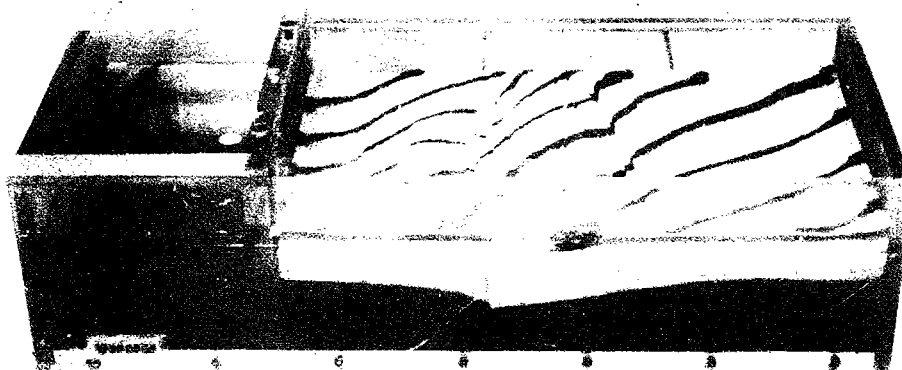


fig.21A: Modèle 2. Vue en perspective du modèle à la fin de la déformation.

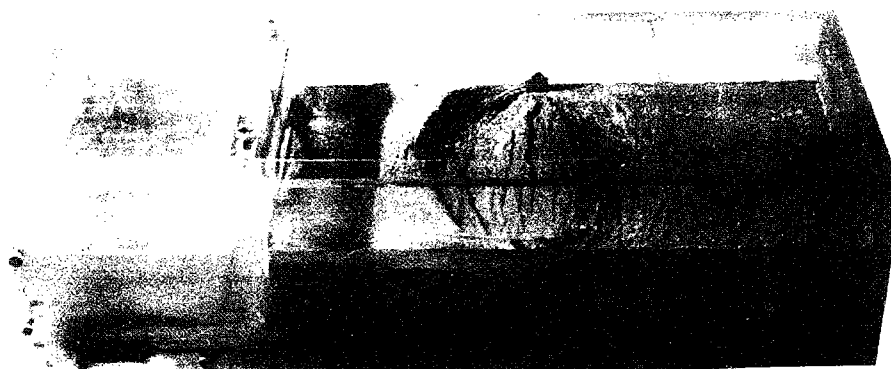


fig.21B: Modèle 2. Vue de l'interface fragile-ductile à la fin de la déformation (après avoir retiré le sable).

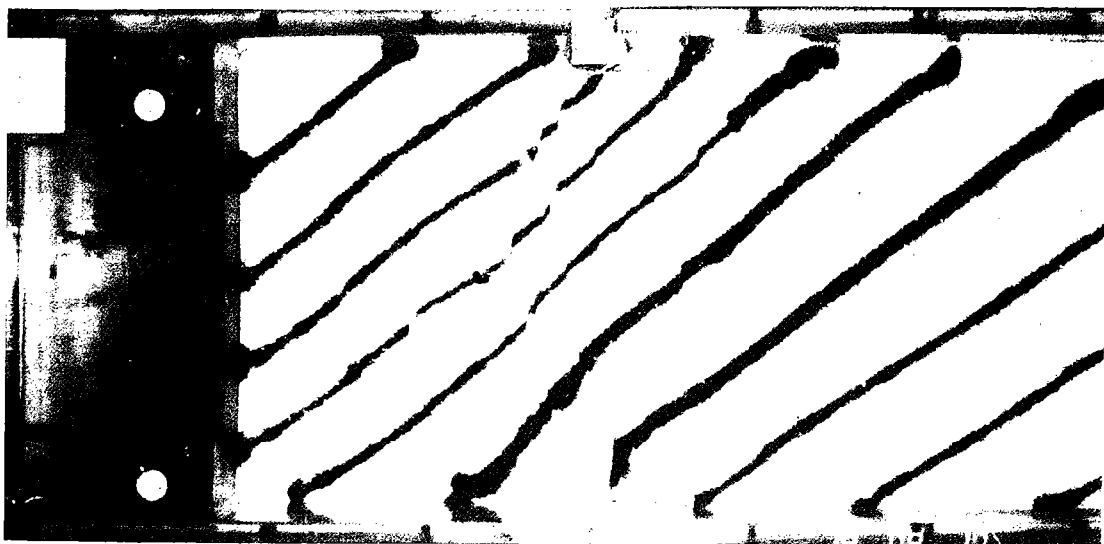
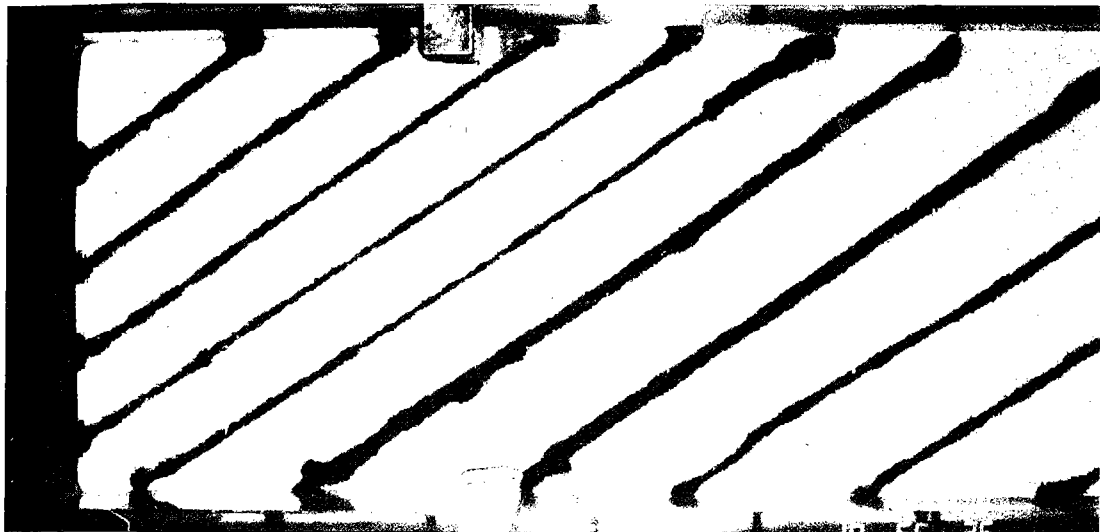


fig.22: Modèle 2. Vue de la surface pendant l'évolution de la déformation (3 stades).

Evolution de la déformation (fig.21 et 22)

Contrairement au modèle 1, la déformation n'apparaît en surface que tardivement après environ 5 cm de raccourcissement. A ce stade, quelques chevauchements apparaissent sur toute la zone centrale (environ 6 cm) avec un espacement relativement faible. L'évolution de la déformation est ensuite marquée par l'apparition d'autres chevauchements dans toute la zone centrale. Le raccourcissement est accomodé par une augmentation de la fréquence spatiale des chevauchements sans que la largeur de la zone n'augmente fortement. Nous n'avons, hélas, pas poussé le raccourcissement très loin mais il semble, que la largeur de la zone affectée par un raccourcissement important évolue peu avec déformation. Elle vaut à peu près 2 fois l'épaisseur totale du modèle (miel exclus).

I-4 Conclusion, implications pour l'épaississement crustal

La modélisation que nous avons proposée est riche d'enseignement sur les mécanismes de l'épaississement crustal. Les conclusions principales décrites ci-dessous sont illustrées sur la fig.23:

- Lorsque la résistance à la déformation de la lithosphère est presque entièrement contrôlée par ses couches fragiles (gradients thermiques extrêmes soit très forts soit très faibles), l'épaississement crustal se fait essentiellement par des chevauchements importants. La déformation dans la partie ductile rend aussi compte de cette déformation hétérogène. La localisation des chevauchements semble contrôlée par l'épaississement crustal qui existe au moment de leur création: les chevauchements s'initient près de l'endroit où l'épaississement décroît

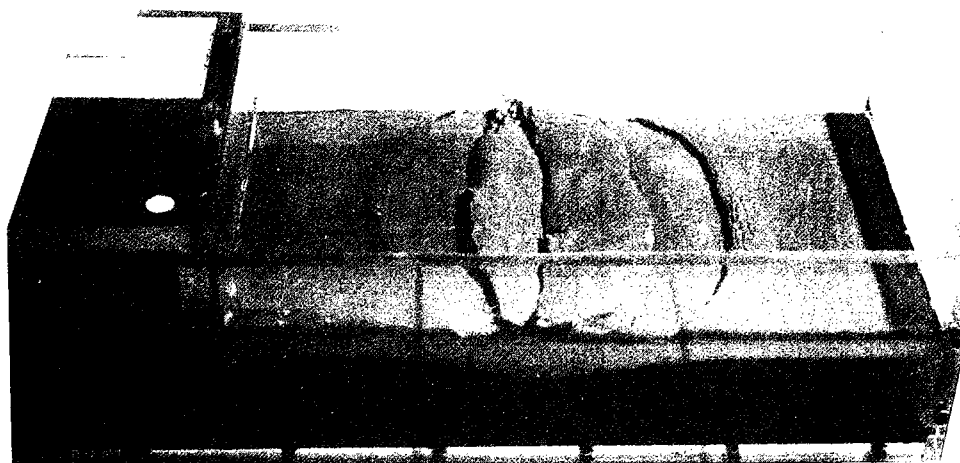
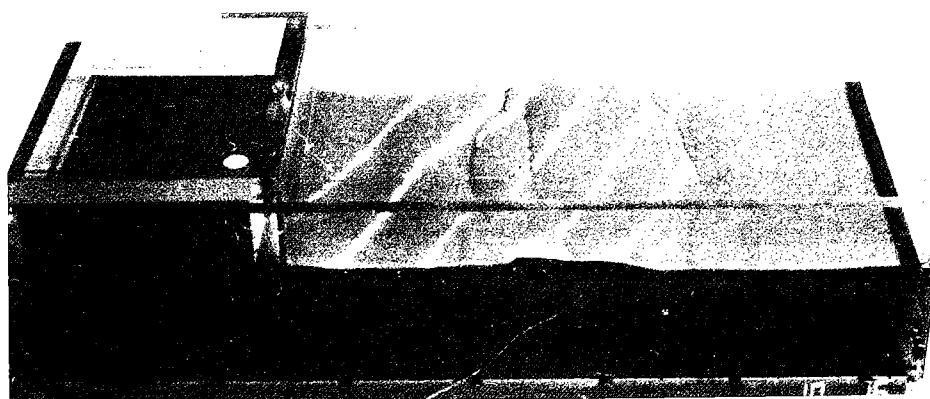


fig.23A: Modèle 1. 3 vues de l'état fini après environ 30% de déformation. La photo du dessus montre un vue de coté. La photo du milieu montre un vue en perspective du modèle complet. La photo du dessous montre une vue en perspective du modèle sans sable (en particulier, on peut voir la déformation de l'interface fragile-ductile).

fortement. La propagation des chevauchements est liée à l'évolution des cisaillement latéraux.

L'interprétation de ce modèle doit toutefois être faite avec prudence. En effet, le rejou d'un chevauchement conditionne la géométrie de l'épaississement associé à celui-ci. Or les facteurs physiques responsables du blocage des chevauchements ne sont pas identiques dans la nature et dans nos modèles. En effet, si dans la nature les forces gravitaires jouent certainement un rôle dans le blocage des chevauchements, la dépendance des propriétés rhéologiques avec la température et la migration de l'interface fragile-ductile sont aussi des facteurs prépondérants (fig.23A).

- Lorsque la partie ductile de la lithosphère continentale possède une résistance non négligeable par rapport à la partie fragile, la déformation est essentiellement homogène à l'échelle de la croûte. La déformation dans la partie fragile est caractérisée par des failles inverses redressées (pendage supérieur à 45 degrés) et très nombreuses. L'augmentation de l'intensité de la déformation se traduit par une augmentation de la fréquence des failles inverses mais il semble que la largeur de la zone déformée reste relativement constante au cours du temps.

Cette dernière conclusion montre bien la différence entre les deux mécanismes d'épaississement: dans le premier cas, le raccourcissement est accommodé par une propagation de la déformation vers les zones non déformées; dans le deuxième cas, le raccourcissement est accommodé par une augmentation de la déformation dans une zone fixe qui ne se propage pratiquement pas (fig.23B).

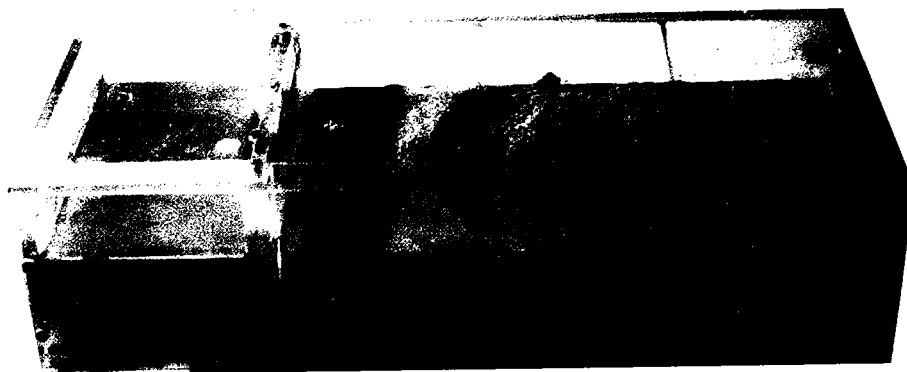
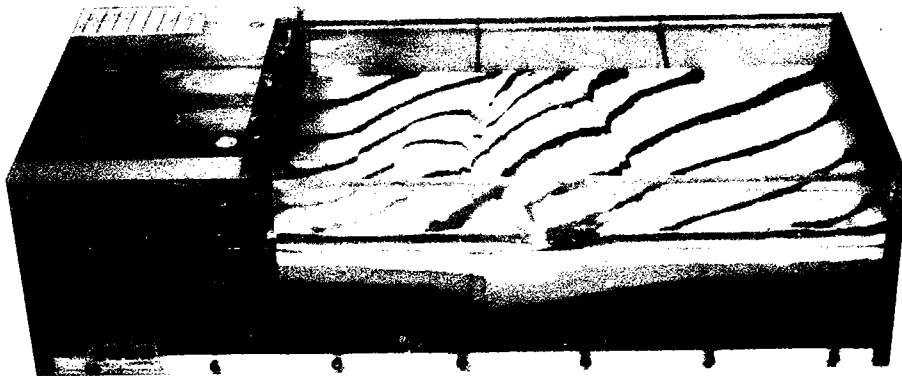


fig.23B: modèle 2. idem fig.23A

Cette étude analogique confirme les résultats obtenus par P. Bird dans le cadre d'une étude numérique sur la collision du Zagros (Bird, 1978a) et repris dans un étude de la déformation himalayenne (Bird, 1978). Le schéma d'évolution de la déformation est présenté sur la fig.24 tirée de Bird (1978b): si la résistance de la partie mantellique de la lithosphère est importante, la déformation va se concentrer dans une zone de taille constante soumise à une déformation que l'on peut qualifier d'homogène à l'échelle crustale (stade A); au stade B, P. Bird invoque un processus de délamination qui amène l'asthénosphère au contact de la croûte et supprime donc toute résistance à la base de la croûte; la déformation résultante (stade C) correspond alors à la propagation d'un grand chevauchement crustal.

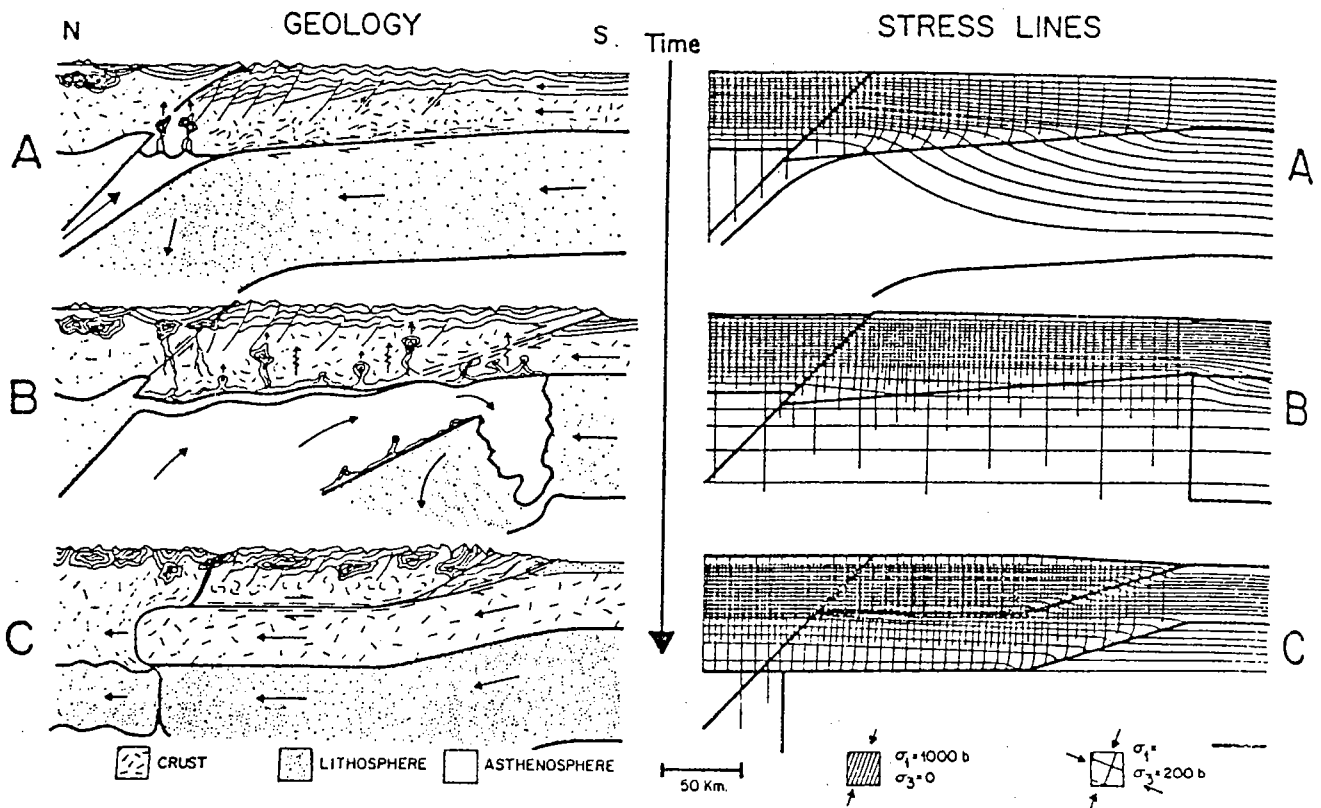


fig.24: Effets mécaniques de la délamination (d'après Bird, 1978b). Les stades (A,B,C) sont expliqués dans le texte ci-après.

Les conclusions géologiques d'une telle étude sont évidemment très nombreuses. Elle met en évidence l'importance des paramètres rhéologiques sur les différents mécanismes d'épaississement. Les valeurs relatives des résistances "fragiles" et des résistances "ductiles" pour la lithosphère dépendent essentiellement de la structure thermique (Davy et Cobbold, Appendice 1). Aussi, on peut penser que les mécanismes d'épaississement lithosphérique sont le reflet de structures thermiques différentes.

Il est évident que d'autres facteurs, plus particulièrement associés aux conditions aux limites, doivent aussi jouer un rôle dans la déformation. On peut, par exemple, penser qu'une zone de subduction pré-collisionnelle (et peut-être syn) peut orienter la propagation des chevauchements. D'autre part, toutes les possibilités n'ont pas encore été exploitées, notamment le cas où il existe une déformation fragile à la fois dans la croûte et dans le manteau supérieur. Mais déjà de nombreuses voies ont été ouvertes qui peuvent donner pour expliquer les différences entre des zones orogéniques comme les Pyrénées et les Alpes par exemple. Grâce à ces résultats et aux résultats ultérieurs, la caractérisation de la déformation dans les zones orogéniques pourra nous renseigner sur la rhéologie profonde de la lithosphère au moment de la collision et l'état thermique dans lequel elle se trouvait.

II COLLISION TRIDIMENSIONNELLE

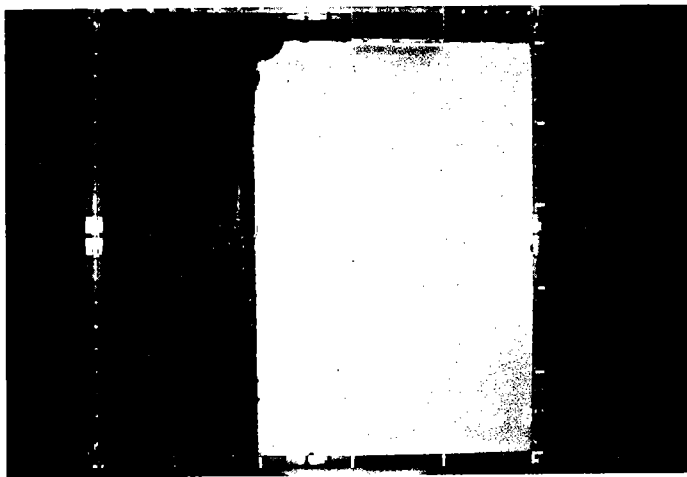
Cette étude a été réalisée conjointement avec P. Cobbold. Elle est complémentaire de l'étude réalisée par G. Peltzer et P. Tapponnier sur la déformation bidimensionnelle de la lithosphère continentale. Le "plus" apporté par notre modélisation est non négligeable car nous permettons une déformation véritablement tridimensionnelle qui combine chevauchements, décrochements et extension dans les zones de collision. Dans ce chapitre, nous présentons la collision par poinçonnement d'un modèle d'un bicouche fragile-ductile dont la résistance à la déformation est presque entièrement assurée par la partie fragile. Les conditions aux limites sont proches de celles utilisées par G. Peltzer car outre le poinçon rigide, nous avons laissé une bordure latérale libre. Il faut toutefois noter que ce modèle est un stade préliminaire d'une étude plus complète sur ce type de déformation.

II-1 Composition du modèle et procédure expérimentale

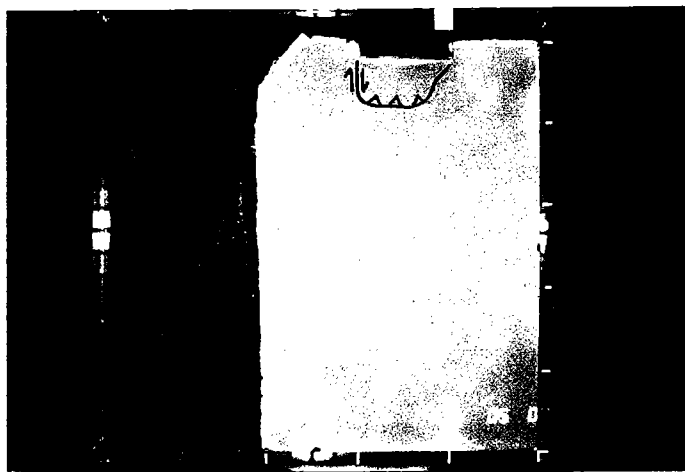
Le modèle que nous présentons a la même structure rhéologique que le modèle 1 réalisé pour étudier l'épaississement crustal. Il est composé d'une couche de sable de Fontainebleau de 0.5 cm de hauteur, d'une couche de silicone rose de 0.5 cm de hauteur et d'une couche de miel qui remplit l'ensemble de la boîte. La résistance au cisaillement de la partie ductile est environ 5 fois supérieure à la résistance au cisaillement de la partie fragile.

La procédure expérimentale est très simple: la déformation est induite par un poinçon de 20 cm de largeur pénétrant dans une boîte de 1 m x 1 m à une vitesse de 1 cm/heure. Le miel remplit l'ensemble de la

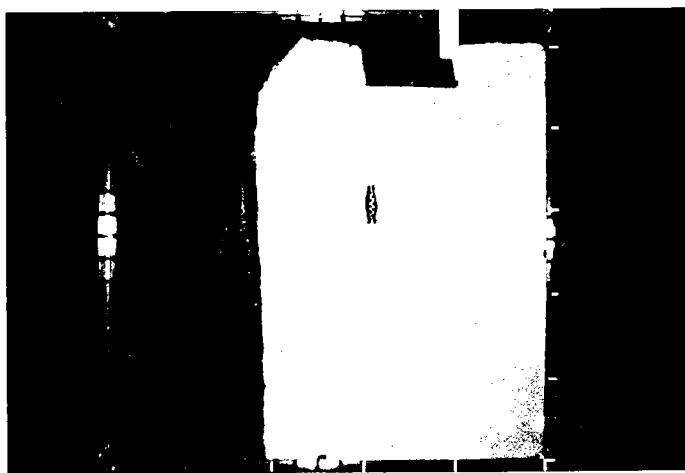
A



B



C



D

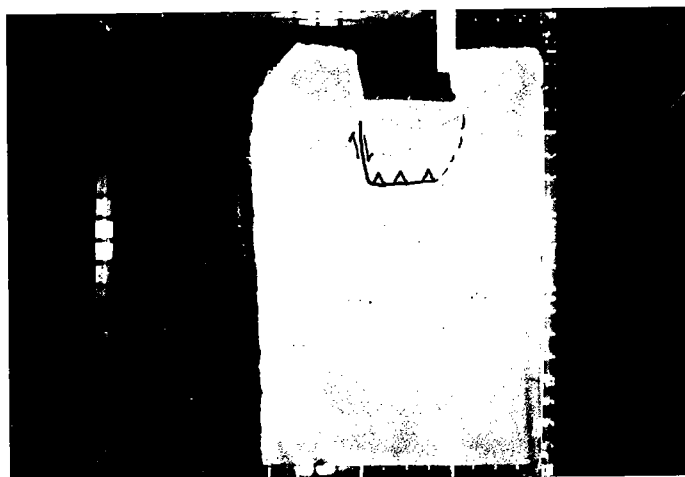


fig.25 A: Vue de dessus de l'évolution de la déformation dans un modèle expérimental de poinçonnement. La bordure gauche du modèle est libre ainsi que la bordure proche du poinçon.

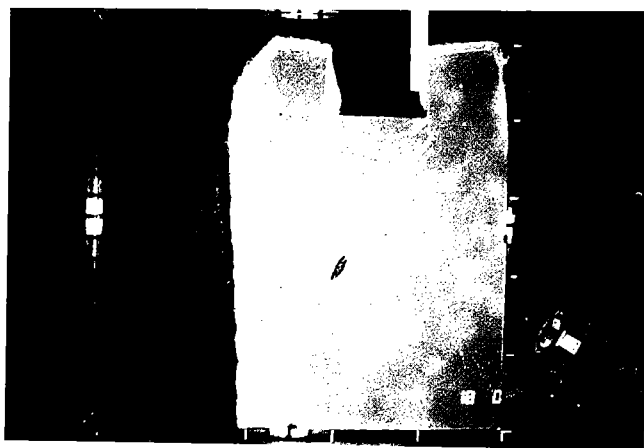
boite tandis que le bicouche sable-silicone n'est disposé que sur les 3/4 de la boite. En particulier, la bordure proche du poinçon et la bordure située à sa droite sont laissées libres, les autres bordures s'appuyant sur les bordures verticales de la boite (fig.25).

II-2 Evolution de la déformation (fig.25)

Aux premiers stades du poinçonnement, La déformation se caractérise d'abord par un épaissement au voisinage du poinçon rigide. Puis très vite, il se forme un chevauchement 10 cm environ en avant du poinçon rigide. Ce chevauchement s'incurve à ses extrémités et se transforme en décro-chevauchement puis en décrochements parallèles à la direction de poinçonnement qui se situent dans la continuité des bordures latérales du poinçon. Contrairement aux modèles précédents (voir Etude expérimentale de l'épaississement lithosphérique), l'épaississement au voisinage du poinçon n'est pas continu. Le chevauchement et ses décrochements délimitent une zone non épaissie, non affectée par la déformation. Une telle zone est comparable au "triangle mort" défini lors du poinçonnement d'un milieu plastique et décrit par Peltzer (1983) dans ses expériences de poinçonnement. La largeur de la zone est sans doute fonction de la largeur du poinçon et de l'épaisseur du modèle.

Pendant le fonctionnement de ce chevauchement, on voit apparaître à la surface du modèle une zone en extension relativement longue mais très peu large dont l'axe est dans la continuité du bord droit du poinçon (du côté de la bordure libre) et de même direction que la direction de poinçonnement. Puis il apparaît un nouveau chevauchement parallèle au précédent (donc perpendiculaire à la direction du poinçonnement) et environ 10 cm en avant. Sa limite droite est le bassin d'extension et sa limite gauche une zone décrochante dans la continuité de la bordure

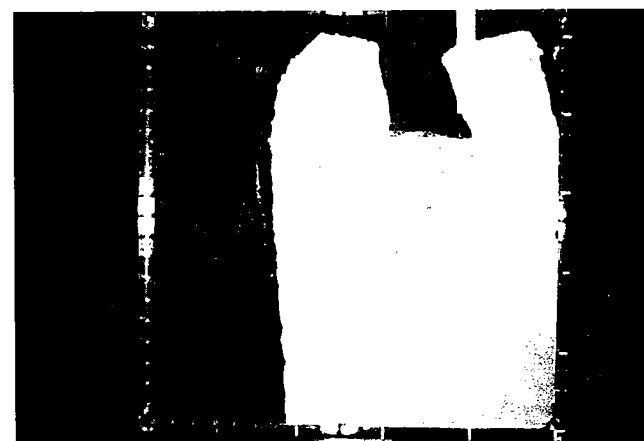
E



F



G



H

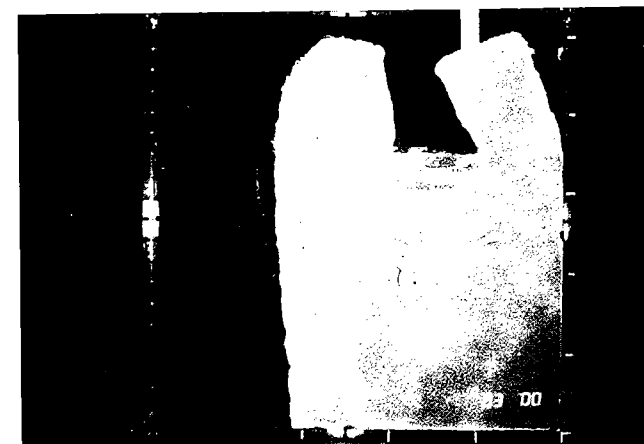


fig. 25B: idem fig. 25A pour des stades plus évolués de la déformation.

gauche du poinçon. A ce moment, le bassin d'extension se met à fonctionner en décrochement. Cette combinaison entre les deux décrochements et le chevauchement frontal découpe à nouveau dans le modèle une zone morte de même dimension que la précédente. Après blocage de ce système, le principe se réitère, la partie déformée et épaissie se comportant comme la limite d'un poinçon rigide. L'évolution de la déformation est identique à la déformation produite par un poinçon rigide qui se déplacerait par sauts successifs dans le modèle, chaque blocage d'un système chevauchement-décrochements correspondant à un saut de la limite du poinçon.

La déformation finale est alors caractérisée par une succession de chevauchements accommodés par des décrochements qui propagent la zone épaissie dans la direction de poinçonnement avec la largeur du poinçon responsable de la collision.

II-3 Role de la bordure libre

Le rôle de la bordure libre est important sur l'initiation des décrochements latéraux qui relient les chevauchements au poinçon mobile. Sur la partie droite du modèle (du côté du bord libre), la première structure qui apparaît est une zone amincie d'axe parallèle à la fois à la direction de poinçonnement et au bord libre. Le rôle de ce bassin est primordial dans la suite de la déformation. En effet, c'est une zone de faiblesse qui peut jouer en décrochement sans présenter de grande résistance lorsque le chevauchement frontal apparaît.

Sur la partie gauche de modèle (du côté du bord fixe), les décrochements latéraux se font moins facilement: il n'existe pas de décrochement franc à gauche du modèle mais une arcature prononcée du chevauchement (et donc de la zone épaissie) qui se transforme en

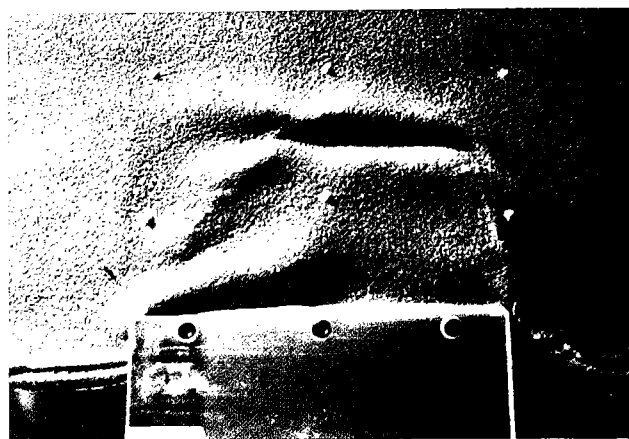


fig.26A: Détail de la déformation proche du poinçon dans les premiers stades de l'expérience (correspondant aux vues A et B de la fig. 25).

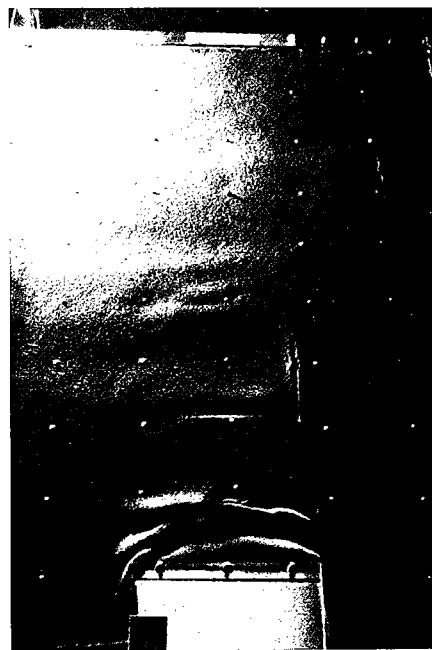


fig.26B: La naissance de la zone en extension et ses relations avec les chevauchements.

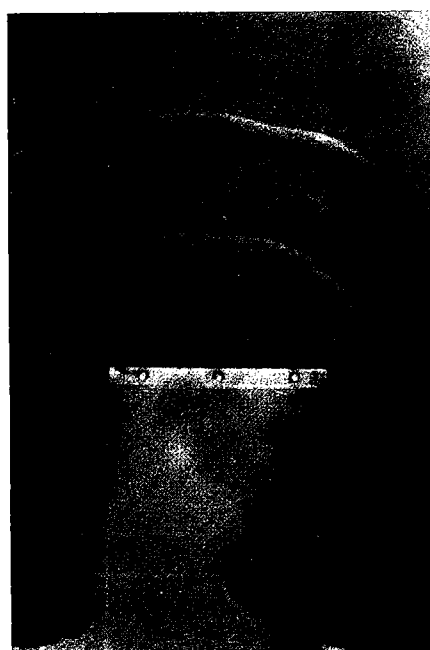
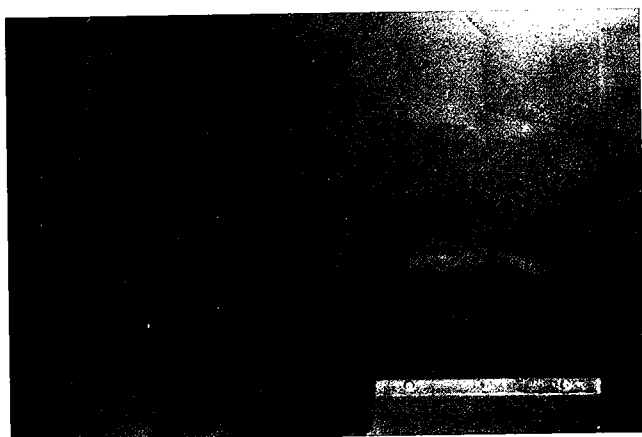


fig.26C: Vue du dessous du modèle la bordure libre se situant sur la gauche de la photo. On peut remarquer la distribution de l'épaississement du modèle dans l'espace.

décro-chevauchement lorsqu'on s'approche du bord gauche du poinçon. D'autre part, un léger plissement du modèle accompagne ce décrochement latéral gauche. Ceci se voit sur les vues de dessous du modèle (fig.26).

Tous les bassins ne se sont pas formés parallèlement à l'axe du poinçon. Dans des stades évolués de l'expérience après plus de 20 cm de poinçonnement, il se forme un petit bassin dont l'axe est à 45 degré de la direction de poinçonnement. Ce bassin est la déformation la plus rapprochée de la bordure fixe qui délimite le modèle en avant du poinçon. Il est possible que cette bordure soit responsable de cette modification de la déformation.

II-4 Discussion des principaux mécanismes de la déformation dans une collision continentale

Il existe deux principales façons d'accomoder une collision: l'extrusion par de grands décrochements ou l'épaississement. De par sa conception (modèle bidimensionnel), le modèle de Peltzer (fig.10, chapitre 1) a décrit l'extrusion par formation de décrochements comme mécanisme de la collision continentale. Notre modèle expérimental de conditions aux limites identiques à celui de G.Peltzer peut permettre une étude comparée de l'importance de ces deux mécanismes lors d'une collision continentale.

Contrairement au modèle de Peltzer, le poinçonnement de notre modèle expérimental est essentiellement accomodé par de l'épaississement. Les décrochements du modèle servent à accomoder les mouvements induits par les chevauchements. Dans ce modèle, il faut aussi remarquer l'importance de la rigidification des parties épaissies du modèle. Ce phénomène entraîne un déplacement de la limite de rigidité (i.e. limite perpendiculaire à la direction de poinçonnement séparant le

domaine déformable du domaine non déformable) plus rapide que la vitesse du poinçon lui même.

Faut-il en déduire que l'épaississement lithosphérique est le seul mécanisme de déformation susceptible d'accomoder le poinçonnement ? Certainement pas ! Tout d'abord comme pour les premières expériences, il faut poursuivre cette étude en modifiant la résistance des couches fragiles et ductiles ce qui peut, comme nous l'avons vu dans la première partie, modifier de façon importante la déformation. D'autre part, nous avons vu apparaître dans des stades très évolués de l'expérience des structures à 45 degré de la direction de poinçonnement qui pourraient peut-etre, en évoluant, produire des extrusions de blocs. Actuellement, d'autres expériences sont en cours de réalisation et il semble que le rapport de la résistance des couches fragiles sur la résistance des couches ductiles joue un rôle important sur le passage d'un mécanisme (épaississement) à l'autre (extrusion) dans la collision continentale.

Ce modèle nous montre qu'il faut être prudent sur l'interprétation des décrochements dans la collision continentale. En effet, ces structures sont impliquées à la fois dans le mécanisme d'extrusion latérale de blocs (Peltzer, 1983) et dans le mécanisme d'épaississement lithosphérique (décrochements latéraux qui accomodent le chevauchements). D'autre part, les phénomènes de durcissement (i.e. augmentation de la résistance à la déformation) liés à l'épaississement lithosphérique (Davy et Cobbold, Appendice 1), peuvent être responsable de la création de failles décrochantes au voisinage de ces blocs rigides (Vilotte et al., 1985). Il faut donc considérer avec précaution le rôle que peuvent jouer les décrochements dans la collision continentale.

II-5 Conclusion, discussion

Ce modèle est très intéressant par les ouvertures qu'il laisse entrevoir. Avec la composition rhéologique que nous avons choisi, nous avons privilégié le mécanisme d'épaississement lithosphérique par rapport au mécanisme d'extrusion latérale par décrochement dans la collision continentale. Il serait très intéressant de poursuivre cette étude pour savoir quelles conditions rhéologiques favorisent un mécanisme par rapport à l'autre. Une telle étude nous apportera alors des renseignements fondamentaux sur la rhéologie de la lithosphère au moment de la collision.

III VERGENCE ET PROPAGATION DES CHEVAUCHEMENTS DANS UN SYSTEME FRAGILE-DUCTILE

En collaboration avec P.Balé et J.P.Brun, nous avons réalisé une troisième série d'expériences où la déformation globale d'un bicouche fragile-ductile est un raccourcissement obtenu par des conditions aux limites à la fois sur les parois latérales du modèle et sur le fond de celui-ci. Ces expériences sont conçues pour comprendre les processus d'initiation des grands chevauchements en termes de conditions initiales et de conditions aux limites. La connaissance de ces mécanismes nous permettra peut-être de connaître les déformations profondes (chevauchements mantelliques ou délamination sur une interface profonde, le Moho par exemple) à partir de la déformation de la surface de la croûte. .

III-1 Procédure expérimentale

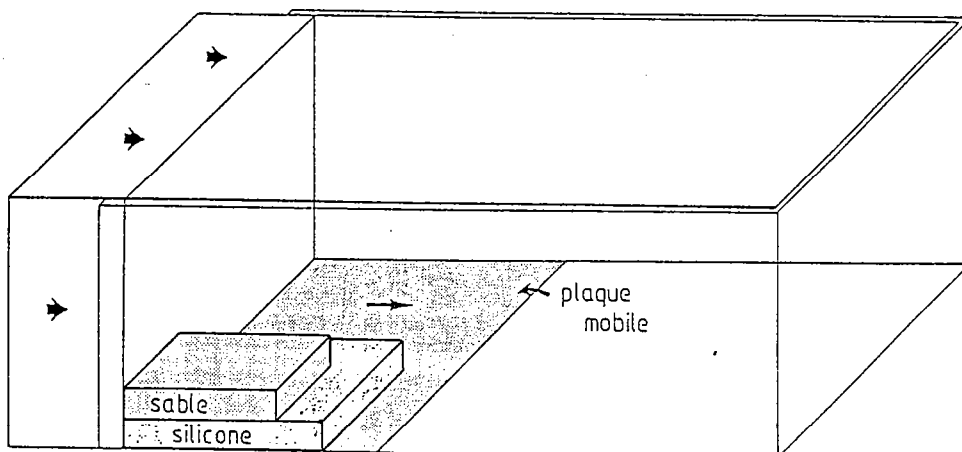


fig.27. Description de l'apparatus.

La technique expérimentale que nous utilisons a déjà été utilisée par Yoxhall (1983) et Malvieille (1984). La compression est réalisée par le glissement à la base du modèle d'une plaque fine et rigide (acier 1 mm d'épaisseur) sur un fond rigide en bois. La direction du raccourcissement est parallèle au côté de plus grande longueur; sa vitesse est assurée par un moteur pas-à-pas relié à un ordinateur par l'intermédiaire d'un multiprogrammeur. La plaque est disposée sur toute la largeur du modèle. Sa longueur est de 20 cm et la longueur totale du modèle avant déformation est de 50 cm. Les parois du modèle perpendiculaires à la direction de raccourcissement sont solidaires du fond de la boîte d'un côté et de la plaque de l'autre côté (fig.27).

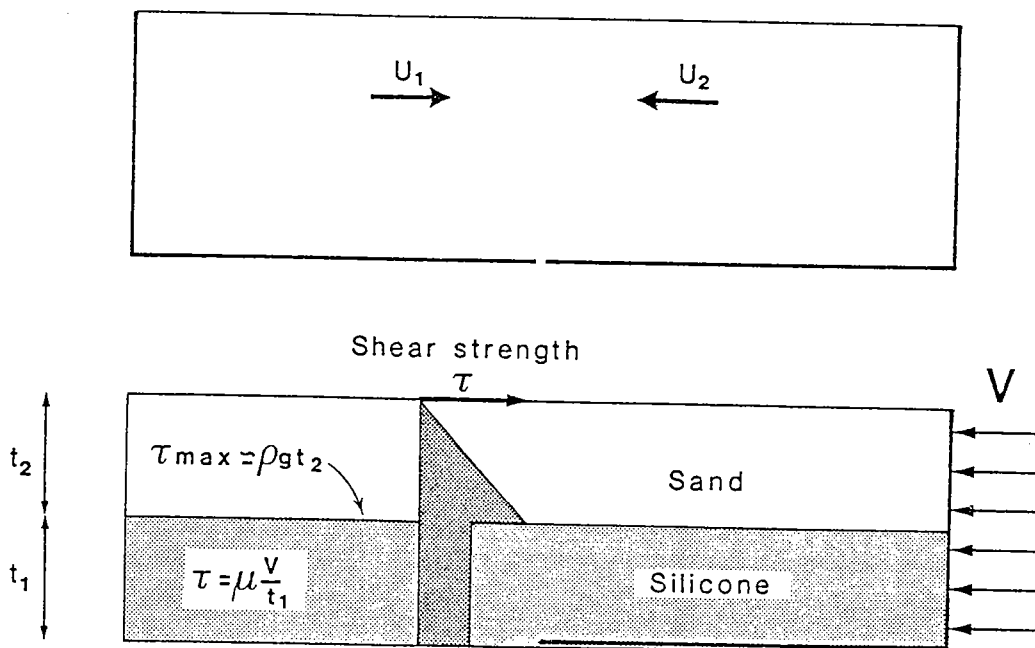


fig.28. Composition rhéologique et cinématique des conditions aux limites.

Le déplacement de la plaque peut être décrit cinématiquement par la propagation d'une discontinuité de vitesse à la base du modèle. Cette discontinuité est matérialisée par la limite entre la plaque et le fond de la boîte (fig.28), la discontinuité étant fixe par rapport à la

plaque et mobile par rapport au fond de la boîte. Les parois latérales, parallèles à la direction de raccourcissement peuvent être soit liées à la plaque mince (poinçon) (modèle 0 & 1) soit liées à la base du modèle (modèle 2). Les deux cas de figure présentent un intérêt capital pour la compréhension des effets latéraux sur le développement des chevauchements.

III-2 Composition rhéologique du modèle

Le modèle est composé d'une couche fragile (sable) et d'une couche ductile (silicone). Les deux couches ont même densité (1.4). Pour faire évoluer les résistances respectives de chacune des couches, nous avons ajusté les conditions de vitesse du poinçon et la hauteur totale du modèle. La résistance de la couche ductile est sensible aux vitesses de déformation et vaut:

$$S_d = \frac{1}{2} \rho (U_0/L_0) L_d$$

où U_0 est la vitesse du poinçon, L_0 une hauteur caractéristique du modèle (ici la hauteur du bicouche) et L_d la hauteur de la partie ductile.

La résistance de la partie fragile est indépendante de la vitesse et vaut:

$$S_f = \frac{1}{2} \rho g L_f^2$$

où ρ est la masse volumique du sable, g l'accélération gravitationnelle et L_f la hauteur de sable.

Le rapport S_d/S_f varie entre 1 et 10 ce qui est compatible avec les données rhéologiques pour la lithosphère (Davy et Cobbold, soumis).

Afin de comprendre les mécanismes de la déformation (sens de propagation des chevauchements et leur vergence) et les interactions fragile-ductile, nous avons fait varier différents paramètres physiques de la déformation.

- Conditions aux limites: vitesse, existence et sens d'un cisaillement latéral
- Résistance de la couche fragile par rapport à la résistance de la couche ductile.
- Géométrie du modèle, en particulier les rapports longueur sur hauteur et hauteur relative de chacune des couches.

Nous avons distingué trois types de modèle suivant les conditions aux limites latérales. Les parois sont fixes par rapport à la boîte: modèle 0 (purement sable) et modèle 1 (sable et silicone). Les parois sont fixes par rapport à la plaque (modèle 2). Nous avons réalisé de nombreuses expériences pour les modèles de type 1 que nous décrirons particulièrement.

III-3 Description des modèles

Rappel: modèle 0 (purement fragile)

Les conditions aux limites précédemment définies ont été mises en oeuvre sur des modèles composés d'une couche purement fragile ne pouvant pas présenter de déformation interne importante (Yoxhall, 1983; Malavieille, 1984). Pendant toute la durée du raccourcissement, il existe un chevauchement majeur dont la base est localisée sur la discontinuité basale de vitesse (terme cinématiquement exact mais grammaticalement lourd et qui désigne la limite entre la plaque et le fond de la boîte). Ce chevauchement principal est dirigé vers l'intérieur de la plaque et fait un angle classique (car représentatif de l'angle de friction interne du sable) de 30 degré avec la base du modèle. Les autres chevauchements qui caractérisent la déformation ont

une flèche plus faible et une vergence opposée et fonctionnent à tour de rôle.

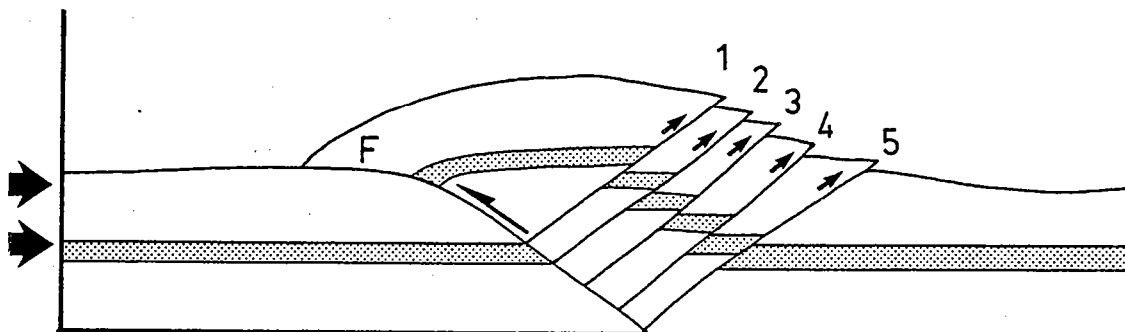


fig.29: Modèle 0. Coupe du modèle purement sable après déformation.

Ces chevauchements doivent être reliés aux conditions aux limites particulières du modèle et à la quasi-absence de déformation interne du sable. En effet le mouvement sur le fond du modèle et sur le chevauchement à 30 degré impose à la couche chevauchante de sable de se plier à l'endroit de la rupture de pente. L'absence de possibilité de grande déformation interne dans le sable entraîne la création de failles pour accommoder la rupture de pente pendant le déplacement sur le chevauchement principal. Ces chevauchements ne sont actifs que lorsqu'ils sont près de la pliure. Lorsqu'ils deviennent inactifs, ils se déplacent passivement dans le plan du chevauchement principal tandis qu'un autre chevauchement se crée au niveau de la rupture de pente (fig.29).

L'état final aboutit donc à une structure en éventail dissymétrique. Du côté de la plaque, on observe un seul chevauchement de grande amplitude. Du côté opposé, on observe une suite de petits chevauchements à vergence opposée qui se branchent sur le chevauchement principal. La

somme des flèches des petits chevauchements est exactement égale au rejeu sur le chevauchement majeur.

Il faut d'ailleurs faire très attention de ne pas interpréter ces chevauchements pour ce qu'ils ne sont pas (Malavieille, 1986). La structure majeure dans ce modèle est le chevauchement dirigé vers l'intérieur de la plaque, les autres chevauchements étant liés aux conditions aux limites particulières (fond rigide) du modèle et à la quasi-impossibilité de déformation interne du sable. Comme nous le verrons plus tard, les petits chevauchements n'existent plus lorsque les conditions aux limites ne sont plus aussi rigides en particulier lorsqu'il existe une couche ductile à la base du modèle.

Modèle 1

La composition de ce modèle est un bicouche sable-silicone. Les parois latérales sont fixes par rapport à la boîte. La plaque se déplace donc par rapport aux parois latérales et la partie du modèle située au-dessus de la plaque est soumise à un cisaillement latéral. Par contre, il n'existe pas de cisaillement latéral sur la partie du modèle en avant de la plaque.

La déformation dans la partie fragile est caractérisée par une succession de chevauchements situés au dessus de la plaque (c'est à dire dans la partie cisailée latéralement) qui se propagent de l'extrémité du modèle (coté plaque) vers la limite plaque-fond de la boîte (discontinuité de vitesse, fig.30). Le premier d'entre eux est situé près de la bordure verticale solidaire de la plaque. Ce chevauchement est causé par les conditions latérales. En effet c'est à cet endroit qu'il existe la plus forte discontinuité des déplacements avant toute

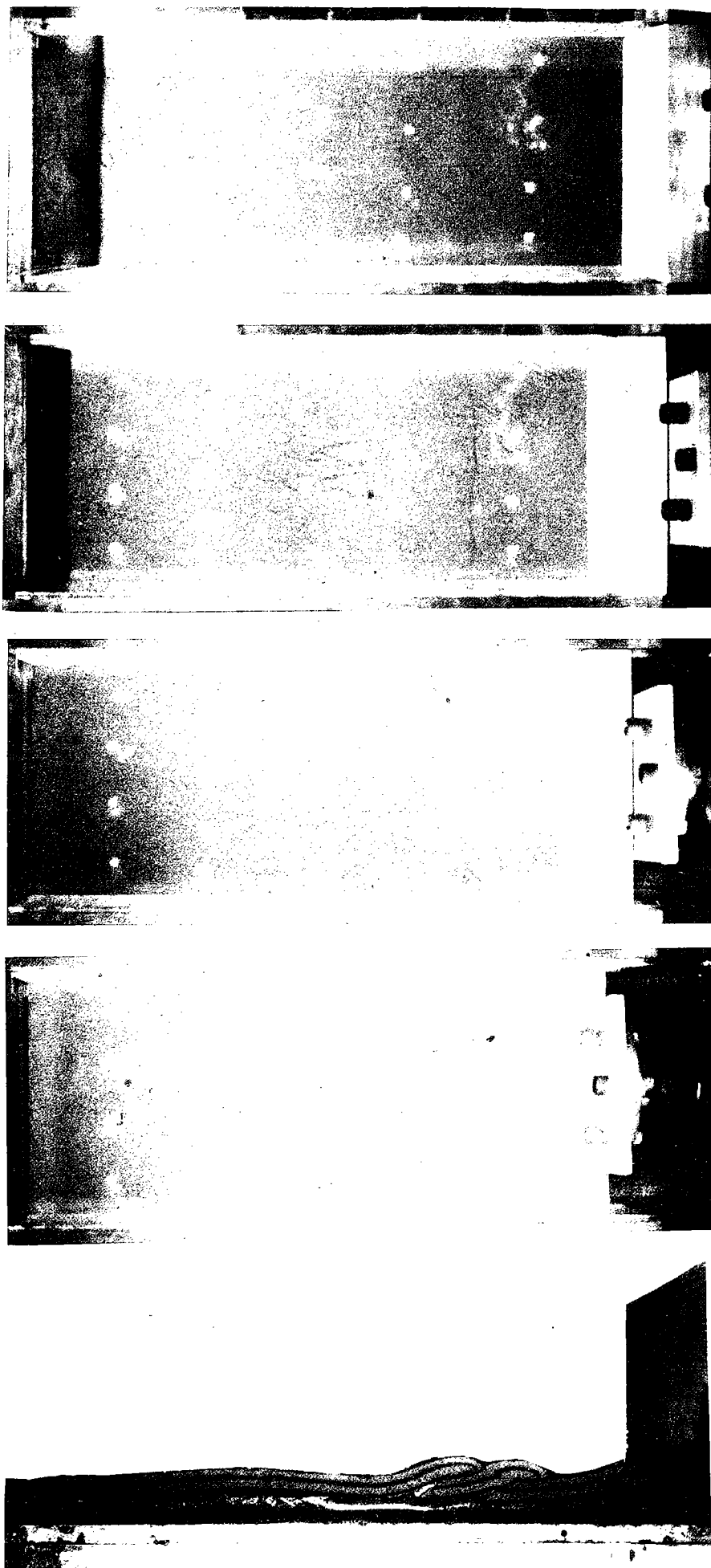


fig.30: modèle 1. Evolution de la déformation en surface (4 premières photos) et vue en coupe de l'état final. La plaque est située sur la partie droite du modèle.

déformation: la paroi verticale à l'extrémité de la plaque "racle" les parois latérales verticales. Les autres chevauchements sont créés au centre du modèle. Les plans chevauchants sont pentés vers la limite entre la plaque et le fond de la boîte. Le sens de cisaillement sur le plan de chevauchement est compatible avec le cisaillement dans la partie ductile causé par le mouvement de la plaque.

Pendant le fonctionnement d'un chevauchement, la partie ductile cisailée est comprise entre le chevauchement et la discontinuité de vitesse. Au stade final de la déformation, il existe des zones dans lesquelles le cisaillement total est constant. Ces zones sont délimitées d'une part par la discontinuité de vitesse et d'autre part par les différents plans de chevauchements. Des marqueurs verticaux disposés dans la partie ductile (alternance de silicones de même propriétés rhéologiques et de différentes couleurs) visualisent la composante de cisaillement (fig.30). Les cisaillements les plus importants ont lieu dans les zones proches de la discontinuité de vitesse qui ont été déformées pendant le fonctionnement de tous les chevauchements. La partie du modèle en dehors de la plaque n'est pratiquement pas déformée ainsi que la partie du modèle située entre le premier chevauchement et la bordure rigide solidaire de la plaque (fig.31).

Il peut exister dans certains cas des chevauchements de faible rejeu de vergence opposée qui ne prennent pas racine dans la couche ductile. Comme dans le modèle 0, ces chevauchements servent à accommoder la déformation de la couche fragile pendant le fonctionnement du chevauchement majeur. Ces chevauchements sont toutefois bien moins développés que dans le modèle 0.

Il est difficile de tirer des conclusions sur la périodicité temporelle des chevauchements qui est fortement conditionnée par les

mécanismes qui induisent leur blocage. A ce titre, la rhéologie de la couche ductile impliquée elle aussi dans les chevauchements (lame de silicone) joue certainement un rôle non négligeable.

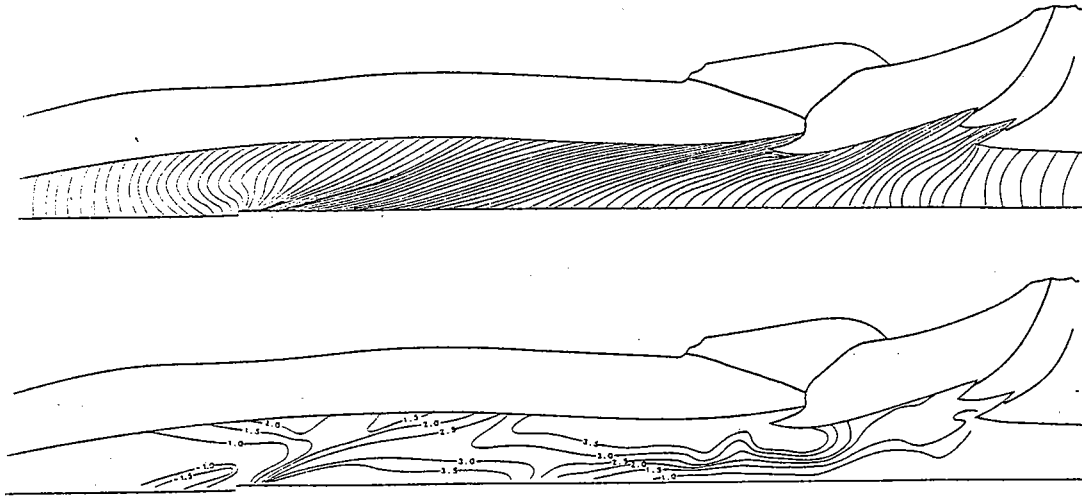


fig.31:Modèle 1. Visualisation de la déformation ductile sur une coupe du modèle. Les marqueurs du dessin supérieur étaient verticaux avant déformation. Le cisaillement fini est indiqué sur le dessin inférieur.

Deux résultats majeurs se dégagent de ce modèle:

- il n'existe qu'une famille de chevauchement dont la vergence est dirigée vers la bordure verticale solidaire de la plaque; cette vergence est identique à la vergence du chevauchement majeur du modèle 0.

- la propagation des chevauchements se fait dans la direction du mouvement de la plaque ce qui correspond par ailleurs à la direction de leur pendage. Les chevauchements ne dépassent jamais la discontinuité de vitesse et restent situés au-dessus de la plaque.

Cette propagation associée à cette vergence aboutit à un empilement de chevauchements dont le plus récent est situé au dessus de la pile ("overstacking"; Davy et Gillet, 1986).

Modèle 2

La composition de ce modèle est identique à celle du modèle précédent. Les bordures latérales sont solidaires de la plaque glissant sur le fond du modèle. L'ensemble plaque et bordures latérales se déplacent en même temps et à la même vitesse. Par conséquent, la partie du modèle située au-dessus de la plaque n'est soumise à aucun cisaillement latéral. Il existe par contre un cisaillement latéral dans la partie du modèle située en avant de la plaque.

La déformation se caractérise par une succession de chevauchements dans la partie du modèle cisailée latéralement. Comme dans les modèles précédents, ces chevauchements pendent vers la limite entre la plaque et le fond de la boîte (fig.32). Le sens de cisaillement sur le chevauchement est compatible avec le cisaillement horizontal dans la silicone.

Contrairement au modèle précédent, deux chevauchements se forment en même temps et évoluent parallèlement. Un troisième chevauchement se développe après 10 cm de raccourcissement en avant des précédents.

Les résultats principaux de ce modèle sont:

- il n'existe qu'une famille de chevauchement dont la vergence est dirigée vers la bordure verticale solidaire du fond du modèle

- la propagation des chevauchements se fait dans la direction du mouvement de la plaque. Les chevauchements sont situés dans la partie cisailée latéralement (en avant de la plaque).

Cette propagation associée à cette vergence aboutit à un empilement de chevauchements dont le plus récent est situé en dessous de la pile ("piggy-back" ou "understacking"; Davy et Gillet, 1986).



fig.32: modèle 2. Evolution de la déformation en surface (4 premières photos) et vue en coupe de l'état final. La plaque est située sur la partie gauche du modèle.

III-4 Comparaison des modèles et interprétation

Dans tous les modèles, nous observons l'apparition et le développement de chevauchements localisés. La vergence et la propagation des chevauchements dépendent des conditions aux limites appliquées. Il existe toutefois une cohérence entre tous les modèles qui nous permet de mieux comprendre les interactions fragile-ductile dans la déformation et d'aborder les conséquences géologiques du point de vue du développement des chevauchements dans les zones de collision.

En ce qui concerne les propriétés rhéologiques, il semble qu'un modèle purement fragile (sable, modèle 0), ne présentant pas de déformation interne, déformé contre des parois rigides donne naissance à deux types de chevauchements génétiquement différents. Les uns (majeurs) sont liés aux conditions aux limites et accomodent principalement le raccourcissement imposé. Les autres (de plus faible rejeu) sont liés aux propriétés rhéologiques (absence de déformation interne) et accomodent les déplacements sur le chevauchement majeur.

1- Localisation des chevauchements

Chaque modèle peut être divisé en deux parties: une partie au-dessus de la plaque et une partie au-dessus du fond de la boîte. Suivant, les conditions latérales, l'une ou l'autre des parties est cisailée latéralement. Les chevauchements se localisent dans le secteur cisailé latéralement: au-dessus de la plaque mobile dans le cas du modèle 1 et au-dessus du fond de la boîte dans le cas du modèle 2.

La localisation des chevauchements n'est pas du tout liée au hasard. Pour essayer de comprendre quelles en sont les causes, il faut évaluer les contraintes relaxées lors de la création d'un chevauchement. Tout d'abord, un chevauchement élimine les contraintes

cisaillantes latérales sur toute la hauteur de la partie chevauchante (car la vitesse des parois devient identique à la vitesse de la partie fragile chevauchante). Par contre, des contraintes cisaillantes horizontales existent dans la partie ductile située entre le chevauchement et la limite plaque-fond de la boîte (fig.33). La position des chevauchements est choisie pour qu'il relaxe la contrainte la plus forte possible.

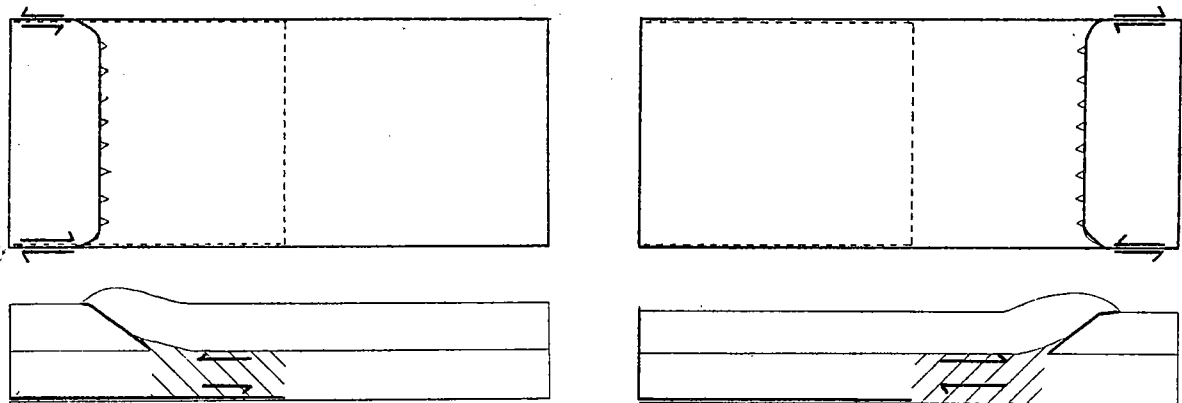


fig.33. Cisaillement à la base des modèles et latéraux. Les chevauchements se créent pour minimiser la résultante de ces deux forces résistantes. Pour chaque modèle, il est présenté une vue de dessus (où la plaque est indiquée en pointillé) et une coupe. Les deux dessins de gauche correspondent au modèle 1 et les deux dessins de droite au modèle 2.

Dans le cas du modèle 1, différents modèles de ce type ont été construits en faisant varier l'épaisseur du modèle et la vitesse du raccourcissement. Cette étude montre que, à épaisseurs identiques des couches, plus la vitesse est rapide (ce qui revient à augmenter la résistance de la partie ductile sans changer la résistance de la partie fragile), plus les chevauchements se créent au voisinage de la discontinuité basale de vitesse. Quand la résistance de la partie ductile augmente, l'importance du cisaillement horizontal est accru par rapport aux cisaillements latéraux.

2- Vergence .

Tous les modèles réalisés ne présentent qu'une famille de chevauchements majeurs de même vergence. Nous avons représenté sur la fig.34 les 4 possibilités théoriques de chevauchements et le cisaillement de la partie ductile qui en résulte. Dans les expériences, uniquement les cas (A et C) sont réalisés en fonction des conditions latérales. Pour ces deux cas, le cisaillement dans la partie fragile est de même sens que celui dans la partie ductile. Les deux autres cas (B et D) ne se rencontrent jamais. Il semble donc que la vergence des chevauchements soit déterminée par le sens de cisaillement induit dans la partie ductile.

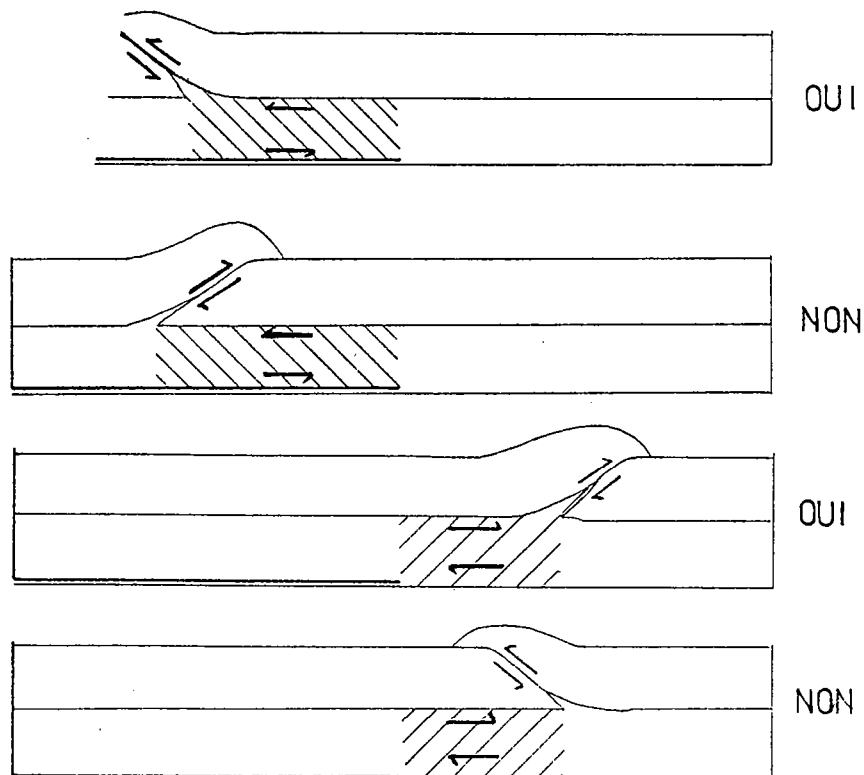


fig.34: Schéma illustrant la détermination des chevauchements par comparaison des sens de cisaillement dans la partie ductile et dans la partie fragile (voir texte).

3- Propagation

La propagation des chevauchements est dans tous les modèles de même sens que le déplacement de la plaque. Il faut attribuer ce résultat au fait que la discontinuité de vitesse entre la plaque et le fond de la boîte est fixe par rapport à la plaque et mobile par rapport au fond de la boîte. Le sens identique de propagation aboutit à deux cas de figure suivant le modèle considéré: une succession de chevauchements qui se propagent les uns par dessus les autres ("overthrusting", modèle 1); une succession de chevauchements qui se propagent les uns par dessous des autres (piggy-back ou "underthrusting", modèle 2).

III-5 Conclusions et implications géologiques

Nous avons fait varier dans ces expériences des paramètres se rapportant d'une part aux propriétés rhéologiques des matériaux, d'autre part aux conditions aux limites. Un modèle purement fragile présente des mécanismes de déformation différents des modèles fragile-ductile. Etant donné l'existence de zones ductiles dans la partie inférieure de la croûte, un modèle purement fragile ne peut pas rendre compte de la déformation totale à l'échelle crustale. Par contre, un modèle purement fragile peut simuler des déformations plus superficielles (décollement dans les parties fragiles de la croûte).

Si l'expérimentation en elle-même nous a déjà permis de comprendre les interactions fragile-ductile sur la déformation, il est aussi intéressant d'en discuter les implications tectoniques. Les conditions aux limites utilisées dans cette partie doivent donc être discutées pour des déformations crustales.

A l'échelle de la croûte dans une zone de collision, plusieurs types de discontinuité de vitesse peuvent exister et dont l'analogie peut être faite avec la discontinuité de vitesse qui est la base (dans les deux sens du mot) des modèles expérimentaux.

- Type 1: La discontinuité de vitesse se situe à l'interface croûte-manteau lors de la collision de deux lithosphères continentales. Les chevauchements mantelliques sont cinématiquement analogues à des discontinuités de vitesse de ce type. Ces chevauchements peuvent reprendre les discontinuités pré-orogéniques que sont les zones de subduction ou exister en n'importe quel endroit de la lithosphère continentale s'il existe une partie fragile dans le manteau supérieur (fig.35).

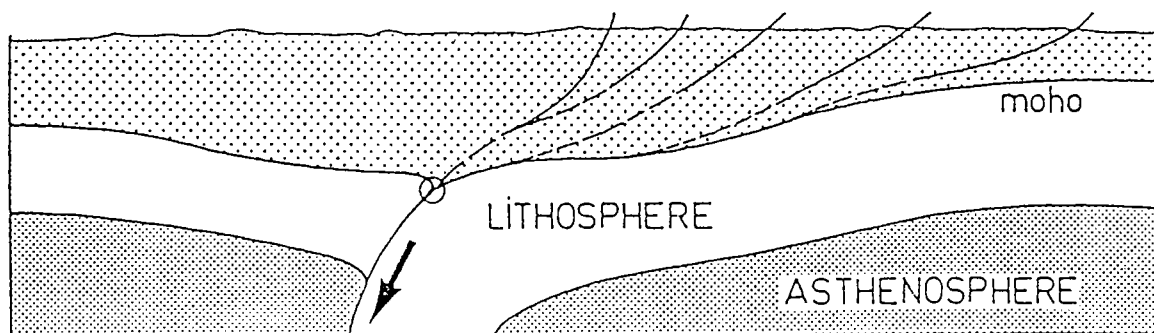


fig.35. Illustration des discontinuités de vitesse du premier type (voir texte).

- Type 2: la discontinuité de vitesse se situe à l'interface entre deux croûtes lors de l'obduction d'une croûte continentale sur une autre. Pour ce type de discontinuité, on s'intéresse à la déformation de la croûte chevauchante pendant la mise en place d'une croûte sur l'autre (fig. 36).

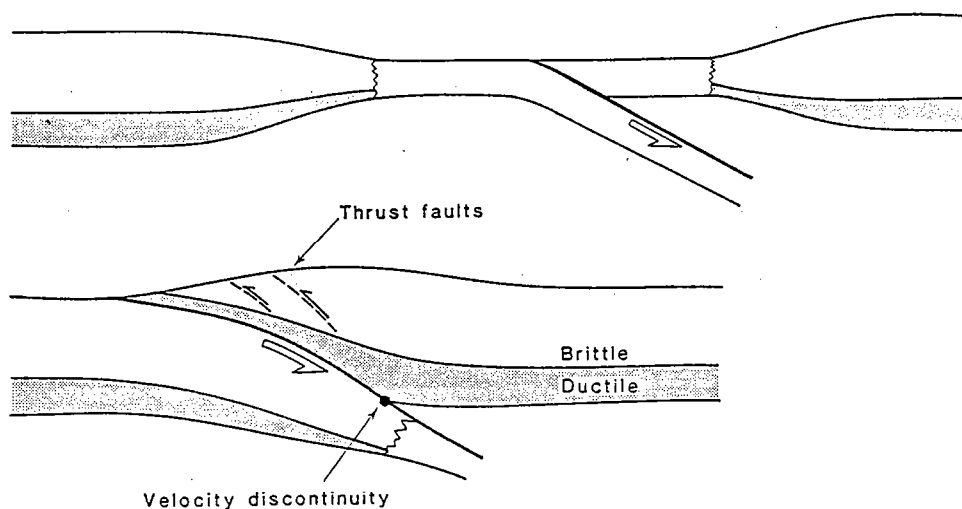


fig.36: Illustration des discontinuités de vitesse du deuxième type (voir texte).

- Type 3: la discontinuité de vitesse se situe sur une zone de décollement intracrustale. La déformation d'une couverture sédimentaire consécutive à un chevauchement de son socle peut être représentative de ce type de discontinuité. Dans ce cas, nous ne discuterons pas les résultats de notre modélisation sur l'évolution de la déformation car il n'existe pas toujours de structure fragile-ductile pour une discontinuité de ce type.

Les cisaillements latéraux le long de parois rigides sont représentatives de conditions aux limites géologiques qui accommodent les effets cinématiques de la discontinuité de vitesse (décrochements, décro-chevauchements).

Discontinuité du premier type

Dans le cas d'un poinçonnement (Tapponnier, 1975), différents cas peuvent se rencontrer en fonction de la position et de la vergence de la subduction par rapport au poinçon.



Dans le premier cas, la lithosphère du poinçon plonge sous la lithosphère du continent collidé. La géométrie du poinçonnement est identique à celle rencontrée dans la collision Inde-Asie. A ses extrémités latérales, le poinçon est cisailé en décrochement. La géométrie des conditions aux limites est identique à celle du modèle 2. En effet, la discontinuité de vitesse est située à la suture des deux continents, la partie chevauchante (le continent collidé dans cas) jouant le rôle de la plaque. D'après le résultat de nos expériences, la déformation va se propager dans la partie cisailée latéralement (le poinçon) dans le sens de la discontinuité de vitesse c.a.d. de la zone de suture vers l'intérieur du poinçon. La propagation des chevauchements et leur vergence sont identiques à celles rencontrées dans le continent indien (M.C.T puis M.B.T., Mattauer, 1975).

Toutes les autres possibilités sont envisageables et les résultats expérimentaux associés à la connaissance de l'évolution spatiale de la déformation crustale peut nous renseigner sur la position et la vergence des chevauchements mantelliques qui l'induit.

Discontinuité du deuxième type

La déformation de la croûte supérieure lors d'une obduction croûte-croûte consécutive à la fermeture d'un océan peut être interprétée en terme de discontinuité de vitesse. La partie fragile de la croûte chevauchée peut être considérée comme rigide par rapport à la partie fragile de la croûte chevauchante car elle se trouve à une pression lithostatique plus élevée. La déformation consécutive à une telle discontinuité de vitesse n'est évidemment active que pendant l'obduction. Une obduction de type alpine où la partie chevauchante est cisailée latéralement correspond à une déformation analogue à celle du modèle 1. La déformation de la croûte chevauchante se fera par une

succesion de chevauchements de meme vergence que l'obduction qui se propageront de l'interface entre les deux croutes vers la discontinuité de vitesse (fig.37). Dans un tel contexte, l'épaississement se fait par empilement de la dernière unité par dessus la pile déjà formée.

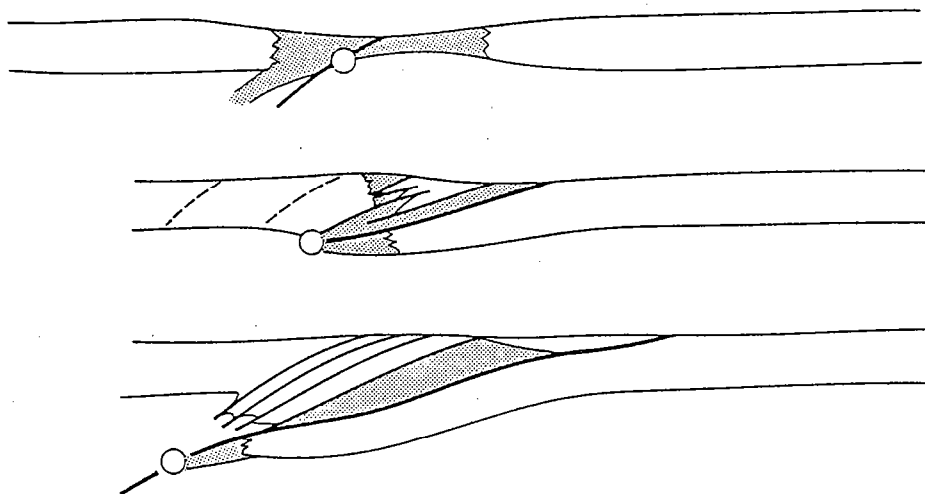


fig.37: Interprétation de l'évolution de la déformation dans la chaîne alpine par un mécanisme analogue à celui du modèle 1. (schéma d'après Gillet et al., 1985).

Cette propagation de l'épaississement au moment de la collision peut difficilement être décrite par des études structurales. Nous allons essayer d'argumenter d'une telle propagation dans une chaîne de montagne bien connue et qui correspond aux conditions aux limites requises: les Alpes Occidentales. Il a été décrit dans la croute chevauchante des Alpes Occidentales (Austro-alpin) une succession de plusieurs unités crustales mises en évidence par des études structurales et métamorphiques (Lardeaux et al., 1982; Ballèvre et al., 1986). Il semble logique de penser que ces unités se sont mises en place après la collision. D'autre part, la données métamorphiques dans la croute chevauchée lors de l'obduction (nappes Penniques de la plaque Européenne) indiquent des pressions très élevées (25 Kbar dans le massif

de Dora-Maira par Chopin, 1984). Une telle pression ne peut sans doute être obtenue que si l'épaississement crustal est suffisamment rapide pour empêcher l'érosion (Gillet et al., 1986). Le mécanisme d'épaississement que nous proposons comme étant associé à l'obduction permet de rendre compte de ces données.

Une telle modélisation pose le problème du rôle des discontinuités de vitesse dans la déformation lithosphérique. Nous n'avons sûrement pas fait le tour des conséquences géologiques d'une telle étude mais les résultats de cette modélisation expérimentale nous ont permis de progresser dans la compréhension de l'évolution de la déformation d'un bicouche fragile-ductile. En particulier, il met en évidence le rôle des conditions latérales.

APPENDICE 1

FOUR-LAYER STRENGTH PROFILES OF CONTINENTAL
LITHOSPHERE FOR MODELLING OF LARGE SCALE DEFORMATION
Davy Ph. and Cobbold P.R. soumis à Tectonophysics

APPENDICE 1

Des profils de résistance à la déformation ont été calculés pour la lithosphère à partir des données expérimentales sur la déformation des roches. Un minimum de quatre couches est requis pour respecter la dualité fragile-ductile et les différences de densités: une croûte supérieure fragile, une croûte inférieure ductile, un manteau supérieur fragile et un manteau sous-jacent ductile. Les paramètres critiques qui contrôlent la résistance à la déformation de ces quatre couches sont: (i) le gradient géothermique, (ii) la nature du champ de vitesse appliqué, (iii) la vitesse de déformation. Le comportement fragile de la croûte et du manteau est supposé obéir à la loi de Byerlee (1978). Le comportement ductile est supposé obéir à une loi de fluage de type Weertman. Dans quelques exemples, un comportement intermédiaire est considéré.

Nos calculs montrent que la résistance à la déformation de chaque couche est faiblement dépendant de la vitesse de déformation (ce qui est équivalent à une rhéologie plastique) mais dépend de la nature du champ de vitesse (la résistance à la déformation est 2 à 2.5 fois supérieure en compression qu'en décrochement et 3 à 4 fois supérieure qu'en extension). La résistance à la déformation est par contre très dépendant de la structure thermique. Nous avons distingué trois régimes thermiques avec des gradients compris entre 0 et 10 C/Km (régime 1), 10 et 20 C/Km (régime 2) et 20 et 30 C/Km (régime 3). Pour le régime 1, la croûte entière est fragile; le manteau fragile est 10 fois plus résistant que la croûte; le manteau tout entier est dix fois plus résistant que la croûte; et la partie fragile de la lithosphère est environ dix fois plus résistante que la partie ductile. Pour le régime 2, la partie fragile de la croûte est environ 7 fois plus résistante que la croûte ductile; la partie fragile du manteau est encore de 1 à 10 fois plus résistante que la partie ductile du manteau; Le manteau dans son entier est de 1 à 10 fois plus résistant que la croûte; la partie fragile de la lithosphère est de 2 à 10 fois plus résistante que la partie ductile. Pour le régime 3, la croûte fragile est encore 10 fois supérieure que la croûte ductile; mais le manteau fragile a totalement disparu et le manteau ductile perd rapidement toute résistance; la croûte est maintenant 10 à 100 fois plus résistante que le manteau; la partie fragile de la lithosphère est encore de 4 à 10 fois plus résistante que la partie ductile.

Par analogie avec des études antérieures de tectonique en extension, nous avons considéré les variations de la résistance à la déformation pendant des épisodes compressifs. Un doublement instantané de la croûte du à un chevauchement produit une augmentation de la résistance à la déformation de la lithosphère. Puis, la résistance à la déformation diminue par relaxation thermique et retrouve sa valeur avant épaississement en 20 à 40 Ma.

FOUR-LAYER STRENGTH PROFILES OF CONTINENTAL LITHOSPHERE FOR MODELLING OF LARGE SCALE DEFORMATIONS.

Ph. DAVY and P.R. COBBOLD

ABSTRACT

Strength profiles have been calculated for the Earth's lithosphere, using available data from laboratory deformation of rocks. A minimum number of four layers is assumed to be acceptable: brittle upper crust, ductile lower crust, brittle upper mantle and ductile mantle. Critical parameters controlling strength are (i) geothermal gradient (ii) nature of applied velocity field and (iii) strain rate. Brittle behaviour for crust or mantle is assumed to obey the simple frictional law of Byerlee (1978). Ductile behaviour is assumed to be steady state creep. In some instances semibrittle behaviour (shear softening and localization) has also been considered.

Our calculations show that the strengths of individual layers and of the whole lithosphere are but weakly dependent on strain rate (the lithosphere is rheologically plastic) and on the nature of the velocity field (strength in shortening is typically 2 to 2.5 greater than in wrenching; 3 to 4 times greater than in stretching). In contrast, strengths are strongly dependent on temperature gradient. We distinguish 3 temperature regimes, with gradients of about 0-10 C/Km (regime 1), 10-20 C/Km (regime 2) and 20-30 C/Km (regime 3). For regime 1, the entire crust is brittle; brittle mantle is stronger than ductile mantle (by a factor of 10); the entire mantle is stronger than the entire (brittle) crust (by a factor of 10); and brittle lithosphere is stronger than ductile lithosphere (by a factor of about 10). For regime 2, brittle crust is stronger than ductile crust (by a factor of about 7); brittle mantle is still stronger than ductile mantle (by a factor of 1 to 10); the entire mantle is still stronger than the entire crust (by a factor of 1 to 10); and brittle lithosphere is still stronger than ductile lithosphere (by a factor of 2 to 10). For regime 3, brittle crust is still stronger than ductile crust (by a factor of about 10); but now brittle mantle disappears and ductile mantle becomes rapidly negligible; the entire crust is now stronger than the entire mantle (by a factor of 1 to 100); yet brittle lithosphere is still stronger than ductile lithosphere (by a factor of about 4 to 10).

By analogy with previous studies of extensional tectonics, we consider strength variations during compressional tectonics. A rapid doubling of crustal thickness due to overthrusting produces a rapid increase in lithospheric strength. The original strength may then be recovered by thermal relaxation. Simple models of thermal relaxation show that strength recovery requires a time of 20 to 40 Ma.

INTRODUCTION

In this paper, we present and discuss strength profiles for the continental crust and underlying mantle lithosphere. These profiles are upper bounds, calculated on the basis of existing data obtained by laboratory deformation of rocks. As such, the profiles must be considered as estimates, especially for the continental crust, where the experimental data are least reliable.

Our reason for calculating these profiles is to use them in modelling large-scale permanent continental deformation, either by numerical or by analogue methods, especially the latter. Our experience with scaled physical models and with geological reality leads us to accept a minimum of 4 basic layers with contrasting strengths: brittle upper crust (BC), ductile lower crust (DC), brittle upper mantle lithosphere (BM) and ductile mantle lithosphere (DM). We believe that any further simplification of this 4-layer lithospheric model would be dangerous. On the other hand, we recognize that the continental crust is compositionally heterogeneous and that a true strength profile must be accordingly complex in detail. For our present modelling purposes, we omit this complexity.

The strength of the lithosphere has been widely discussed by a member of authors, for example Goetze & Evans (1979), Brace & Kohlstedt (1980), Kirby (1980, 1983, 1985), Kuszniir & Park (1982, 1984a, 1984b), Sonder & England (1985). Some contributions have concentrated on oceanic lithosphere, others on continental crust and lithosphere. Sonder & England (1985) have calculated profiles for use in numerical modelling of continental deformation. Our approach is similar, but we emphasize the contrasting roles of brittle and ductile layers, including the

shear-softening properties of the former. We do this on the basis of (i) geological observations, (ii) the contrasting flow laws obtained in laboratory deformation of rocks and (iii) the obvious control exerted by existing faults on the deformation history of analogue models (e.g. Tapponnier et al., 1982; Fageres and Brun, 1984; Davy et al., 1985; Vendeville et al., in press).

Our profiles are calculated for various imposed strain-rates, crustal thicknesses and temperature gradients. Of these basic parameters, the temperature gradient is by far the most critical: it governs the relative strengths of the four lithospheric layers, as well as the integrated strength of the whole lithosphere.

For this reason we discuss, in the last section of the paper, the tectonic implications of our strength profiles for various characteristic thermal environments.

BOUNDARY CONDITIONS

1-Initial structure

We assume that the continental lithosphere is adequately represented by a 4-layer model with horizontal layering. From top to bottom, the layers are brittle upper crust (BC), ductile lower crust (DC), brittle upper mantle (BM), and ductile mantle (DM). These in turn overlie a mantle asthenosphere of negligible strength but non-negligible density. Densities assumed for the four lithospheric layers are 2.85 g/cm^3 (crust) and 3.3 g/cm^3 (mantle). Strengths will be discussed later.

2-Applied velocity field

For the purpose of calculating strengths, we assume that the lithosphere is subject to a velocity field with uniform gradient. Three kinds of gradient are considered (see Brace and Kohlstedt, 1980): (i) uniform shortening, (ii) uniform stretching and (iii) uniform wrenching.

In uniform shortening, the shortening direction is horizontal and the stretching direction vertical. All motions are in a vertical plane and there are no volume changes. Principal strains accumulate coaxially. Uniform stretching is kinematically identical, but the stretching and shortening axes are interchanged. Finally uniform wrenching is a simple shearing, with vertical shearing planes and horizontal shearing direction.

3-Temperature conditions

We assume an upper surface temperature of 0 C and a uniform vertical temperature gradient, Gr. Thus known values of Gr and crustal thickness, H, determine the temperature $T_b = Gr.H$ at the base of the crust (Moho).

DEFORMATION MECHANISMS AND FLOW LAWS

Our purpose is to calculate long-term strengths during permanent deformations (ductile creep and finite slip on faults). Therefore to a first approximation, we neglect elastic strains, which are seldom greater than 1-2 %. In so doing, we have no access to the characteristic times associated with loading and stress transfer from one layer to another, as studied by Kuszniir and Park (1982,1984a,1984b). We focus

instead on 3 kinds of post-yielding behaviour, (i) steady state creep, (ii) brittle behaviour and (iii) semi-brittle behaviour.

1-Steady state creep

The steady creep of ductile rocks has been often found to obey a power-law of the kind

$$\dot{E}_{ij} = A \exp(-H/RT) \cdot S_2^{N-1} \cdot S_{ij} \quad (1)$$

where $\dot{E}_{ij}$ and S_{ij} are tensors of strain-rate and deviatoric stress, S_2 is the second invariant of the stress tensor, A is a constant, H is an activation enthalpy for diffusion-controlled creep, R is the gas constant, T is the absolute temperature and N is the stress exponent.

Values of A , H and N vary widely according to rock type and the presence of water. In order to bracket our ductile strength profile, we choose for crust and mantle conditions two different laws representing a reasonable upper and lower bound of ductile strength.

Mantle creep

Kirby (1985) reviews appropriate values of the parameters A , H and N for various dry and wet rocks (mainly peridotites) considered typical or representative of mantle lithosphere. The available data for dry rocks seem fairly consistent and have been summarized by Kirby (1983) (See Table 1). Creep laws for wet samples are not so well constrained and grain size dependance has been put forward (Chopra and Paterson, 1981, 1984). We choose a creep law for wet dunite with a grain size of 0.9 mm (Chopra and Paterson, 1981) as a lower bound for the ductile strength of the mantle.

Crustal creep

Crustal creep is not so well constrained (Carter, 1976; Heard, 1976; Kirby, 1983, 1985; Shelton and Tullis, 1981; White and Brellan, 1985). Consideration of various rock types and water dependences lead to large variation in calculated lower crustal strength. Furthermore, the crust is far from homogeneous and it is not always clear how to calculate an average strength. In order to bracket ductile crustal strengths, we choose the creep law of diabase (Shelton and Tullis, 1981) as an upper bound and the creep law of quartzite (Shelton and Tullis, 1981) as a lower bound (see Table 1).

2-Brittle behaviour

Byerlee (1978) showed experimentally that the frictional resistance on pre-existing fracture is independent of rock type and applied boundary velocities. Frictional resistance is given by a simple bilinear relationship over a range of normal stresses from 3 MPa to 1.76 GPa:

$$St = 0.85 (Sn - Pf), \quad \text{for } 3 \text{ MPa} < Sn - Pf < 200 \text{ MPa};$$

$$St = 60 + 10 \text{ MPa} + 0.6 (Sn - Pf), \text{ for } Sn - Pf > 200 \text{ MPa}; \quad (2)$$

where Sn and St are the normal and shearing stresses at which frictional resistance is overcome and Pf is the fluid pressure.

Byerlee's law can be expressed in terms of principal effective stresses ($S1$ and $S3$):

$$S1 - Pf = 5 (S3 - Pf), \quad \text{for } S3 - Pf < 110 \text{ MPa};$$

$$S1 - Pf = 3.1 (S3 - Pf) + 210 \text{ MPa}, \quad \text{for } S3 - Pf > 110 \text{ MPa};$$

(3)

Frictional stresses are independent of strain rate and, to the first order, of temperature.

These equations do not take into account the stresses needed to propagate fractures in rocks; but, in most geological situations, stresses for fracturing rocks should be close to stresses for slip on preexisting fractures (Goetze and Evans, 1979).

3-Transitional behaviour

A brittle-ductile transition is generally postulated to occur at a depth where ductile strength becomes lower than brittle strength. However, the transition may in fact occur over a broad zone, with coexistence of both ductile and brittle processes (Carter and Kirby, 1978), or where strain-softening processes can lead to ductile faults. This behaviour is sometimes called semibrittle.

Quantitative studies of semibrittle strength are unfortunately lacking. Kirby (1980b) has suggested that the ratio between the differential stress ($S_1 - S_3$) and the least principal compressive stress (S_3) determines the mode of behaviour (faulting, semi-brittle creep or ductile flow). He also has suggested that the strength of semibrittle rock increases with pressure.

Ductile strain-localization mechanisms have also been proposed for semibrittle behaviour of rocks (see review by Poirier, 1980; White et al., 1982; Zeuch, 1982; Yund and Tullis, 1984). Heard (1960) and Caristan (1982) notice that, for this mechanism, strength appears to have a negative pressure sensitivity, and is temperature and strain-rate sensitive. Caristan (1982) suggests that semibrittle strength tends towards creep strength with decreasing strain-rate. He also suggests a simple law for the transition between ductile and semibrittle behaviour:

$P = (S_1 - S_3)_d$ where P is the lithostatic pressure at the transition and $(S_1 - S_3)_d$ is the deviatoric creep stress.

STRENGTH PROFILES

1-Method of calculation

Using the strength data already discussed, we compute the total force (per unit of length normal to the plane considered) supported by each of the four layers. The force is the integral of the deviatoric stress with respect to depth, Z :

$$F = \int_{Z_{inf}}^{Z_{sup}} (S_1 - S_3) dZ, \quad (4)$$

where Z_{sup} and Z_{inf} are the depths of the layer boundaries.

This force per unit length expresses the resistance of the whole layer to deformation.

2-Criteria used

The horizontal layers in our models are distinguished according to the extent to which deformation is localized: we use "brittle" (B) for both brittle and semibrittle behaviour (rock with faults or shear zones), "ductile" (D), for non-localized, continuous, deformation.

To define the brittle-ductile transition, we use two different criteria.

In criterion 1, only 2 styles of deformation are taken into account, fracture and creep (for review, see Goetze and Evans, 1979; Brace and Kohlstedt, 1980). The mechanism which prevails is that with the lower deviatoric stress

In criterion 2, following Caristan (1982), we include semibrittle behaviour, defined by strain-softening processes.

On the basis of preliminary experimental results (Caristan, 1982), we assume that semibrittle strength tends towards creep strength. The semibrittle/ductile transition is given by: $P = (S_1 - S_3)_d$. This criterion enhances the "brittle" part of the lithosphere.

3-Effect of temperature gradient

Strength profiles for two extreme crustal compositions (quartzite and diabase) have been calculated for uniform shortening (Fig 1a). For thermal gradients lower than 7 C/Km (quartzite) to 12 C/Km (diabase) the whole crust can be considered as entirely brittle; whereas for higher thermal gradients, ductile and brittle strengths decrease slowly in nearly constant ratio. For an increase of 10 C/Km in thermal gradient, crustal strength decreases to between 1/3 and 1/2 of its initial value.

Variation of crustal composition leads to a large variation of absolute crustal strength. For a given thermal gradient, crustal strengths can vary by a factor of 2 for the two extreme ductile creep laws that we have chosen.

In Fig 1b, we present strength profiles for two extreme mantle compositions under uniform shortening. In contrast with crustal strengths, mantle strengths are large for low thermal gradients. For gradients above 19 C/Km (wet dunite) or 22 C/Km (dry olivine), brittle mantle strength is negligible. Ductile mantle strength is negligible above 27 C/Km.

4-Effect of strain-rate

The calculated strength of each lithospheric layer is relatively independent of strain rate (Fig 2). Results are presented for uniform shortening and a thermal gradient of 15 C/km. Strengths are calculated for all four layers, assuming two alternative compositions for each layer. The ductile strength of diabase depends strongly upon strain-rate. However, previous calculations indicate that the ductile strength of diabase is negligible for the thermal gradient (15 C/Km) chosen (Fig 1a). Otherwise, all the strengths increase threefold as strain-rate varies from 10^{-18} to 10^{-12} s⁻¹. This behaviour is close to ideal plasticity, as remarked by Kusznir and Park (1982,1984a,1984b) and Sonder and England (1985).

5-Crustal strength versus mantle strength

Total crustal strength is the sum of the strengths of the various crustal layers; the same is true for the mantle. At a strain-rate of 10^{-14} s⁻¹ (Fig 3), crustal strength and mantle strength are significantly different. At low thermal gradients (< 15 C/Km), the resistance of the lithosphere is mainly due to the mantle; whereas for higher gradients, the brittle part of the mantle disappears and the resistance of the lithosphere is mainly due to the crust. Thus, the transition in behaviour occurs at a gradient of 15-20 C/Km (450-600 C at the Moho), for the lithospheric rheologies we have chosen and for uniform shortening.

6-Ductile strength versus brittle strength

Another interesting exercise is to accumulate all brittle strengths and all ductile strengths, and plot the ratio between the two as a function of thermal gradient (Fig 4). For various possible lithospheric compositions, the ratio has a minimum for thermal gradients of 18-20 C/km, corresponding to where the brittle part of the mantle becomes negligible. At this thermal gradient, which is close to the mean observed gradient for continental lithosphere (Pollack and Chapman, 1977), ductile strength is almost entirely due to the mantle.

For criterion 1, the brittle/ductile ratio lies in the range 2 to 7, depending on temperature gradient. At very low thermal gradients (where the mantle dominates), the ratio can reach 10; whereas at very high gradients (where the crust dominates), the ratio is around 5 to 6 (Fig. 4a).

However, the rheological properties of rocks are not well-constrained. In order to emphasize this, we also use criterion 2, defined in a former paragraph. This enhances "brittle" strength. The brittle/ductile ratio lies in the range 4 to 20, although the effect of temperature gradient is similar for both criteria 1 and 2 (Fig 4b).

7-Effect of velocity field

By considering the 3 basic velocity fields previously defined (uniform shortening, uniform extension and simple shear), we find that lithospheric strengths differ, but in general show similar dependences upon thermal gradients (Fig 5). However, for gradients in the range 21 to 24 C/Km (close to the average gradient observed for continental

lithosphere), part of the mantle is brittle in stretching or wrenching, whereas the whole mantle lithosphere is ductile in shortening.

For most thermal gradients, whole lithospheric strength is 2 to 2.5 times greater in shortening than it is in wrenching and 3 to 4 times greater than it is in stretching. Comparable values of 2 and 3 are obtained for brittle behaviour alone (equations 2).

However, for a gradient of about 20 °C/Km (where brittle strength is negligible), strength in shortening is only 1.5 times greater than strength in wrenching and 2 times greater than the strength in stretching.

TECTONIC IMPLICATIONS OF WHOLE-LITHOSPHERE STRENGTH

The modelling of lithospheric deformation requires knowledge of how strength varies with deformation. This is primarily because deformation leads to a change in thickness and this in turn to a change in strength. An important factor here is the thermal readjustment that follows any thickness change. Thus changes in strength with crustal thinning have been studied in the context of extensional tectonics (MacKenzie, 1978a,b; Jarvis and MacKenzie, 1980; England, 1984; Sawyer, 1985). Here we wish to discuss very briefly some of the implications of our calculations for various tectonic and thermal environments. To do this, we first need to consider gravity stresses.

Gravity stresses

Differential stresses due to gravity (gravity stresses) are induced by the density contrast between crust and mantle and the geometry of the interface. Local gravity stresses due to variations in crustal thickness

have been used by England and MacKenzie (1982, 1983) to explain the deformation pattern in Asia, induced by collision with India. The contribution of local gravity stresses to the total stress field has been discussed in general by Artyushkov (1973); for mountain ranges, by Fleitout and Froidevaux (1982).

The simplest models for the distribution of gravity stresses yield a linear increase with depth. Integration then yields a total horizontal force, F_g , that is tensile:

$$F_g = -(1/2) \cdot (1 - R_c/R_m) \cdot g \cdot (H^2 - H_0^2), \quad (5)$$

where H_0 is the standard crustal thickness (around 30 Km), H is the local crustal thickness after shortening, R_c and R_m are crustal and mantle densities, and g is the gravitational acceleration.

For a crustal thickness of 60 Km, gravity force from (5) is about $F_g = 5 \times 10^{-12} \text{ N.m}^{-1}$

However, because an underlying cold thermal structure in the mantle can induce horizontal compressive stresses (Fleitout and Froidevaux, 1982), the value calculated from (5) for F_g is a maximum.

By comparing F_g with previously calculated lithospheric strengths in various tectonic environments (Fig 6), we can judge whether the gravity force is sufficient to cause deformation. Thus gravity alone cannot cause deformation for thermal gradients lower than 20 C/Km (stretching) to 25 C/Km (shortening).

In general gravity forces are accompanied by additional tectonic forces. For shortening, the tectonic force has to overcome both the gravity force and lithospheric strength to produce large deformation; whereas for stretching, both gravity force and tectonic force act together to overcome lithospheric strength.

Lithospheric strength during collision

In order to emphasize the tectonic consequences of lithospheric strength, we evaluate the effect of rapid crustal thickening (by thrusting) and its relaxation with time. Rapid thickening implies an immediate increase in lithospheric strength.

Thermal perturbations following crustal thickening have been modelled by England and Thompson (1984) and Davy and Gillet (1985). One can model the perturbation in a simple way by superposing two units instantaneously, then solving the one-dimensional equation of heat conduction with standard thermal parameters. Because the mechanism of thickening in the mantle lithosphere is not well understood, it has been omitted so far in these calculations.

We show results of a thermal model and the consequent variation in compressional lithospheric strength (Fig 7a,b,c). Only the simplest hypotheses have been adopted here: crustal thickness doubles instantaneously and then changes no further. Thermal reequilibration is thus tectonically static. More realistic models are the subject of further work, to be published elsewhere.

For shortening, gravity forces act against compressional tectonic forces. Thus, we calculate lithospheric strength (full lines, Fig 7a,b,c), the total force needed to counteract both lithospheric strength and gravity forces (bold dashed lines), and the lithospheric strength, S_0 , for a normal crust (horizontal dashed line). We consider 3 models with differing rheological structures. Hardening and softening effects are measured with respect to S_0 .

The ductile creep law is an important parameter in controlling the speed of softening. For a low-stress ductile crust (quartzite), a

relatively hard lithosphere persists during only 20 Ma (Fig 7b), whereas for high-stress ductile crust (diabase), lithospheric strength is larger than S_0 during 40 Ma (Fig 7a). For these two examples and assuming a low-stress mantle (wet dunite), a lithosphere that is hard with respect to gravity forces lasts 90 Ma at least. In nature, metamorphic reactions such as eclogite formation and associated changes in the ductile creep law could be additional parameters controlling lithospheric softening.

Though our thermal model does not include any thickening in the mantle lithosphere, we show results including brittle mantle behaviour (Fig 7c). Because of the colder initial structure with the same mantle composition (wet dunite), gravity forces are much smaller than in the previous model. Hard lithosphere persists for 30 Ma. This can be considered a minimum value, because we assume no mantle thickening.

From these simple models, we estimate that hard lithosphere persists for at least 30 Ma (if not 60-80 Ma) after a thickening event.

CONCLUSIONS

From our strength profiles, calculated for a 4-layer lithosphere, under various simple boundary conditions of temperature gradient and velocity gradient, we draw the following conclusions, which are dependent on the reliability of the experimental data we have made use of.

1. The strengths of individual lithospheric layers and of the whole lithosphere are but weakly dependent on strain rate. The lithosphere is close to being rheologically plastic.
2. The strengths are slightly dependent on the kind of motion (shortening, wrenching or stretching). Whole lithosphere strength in

shortening is typically 2 to 2.5 times greater than in wrenching and 3 to 4 times greater than in stretching.

3. The strengths are in contrast strongly dependent on temperature gradient. It is useful to distinguish 3 temperature regime, with gradients of approximately 0 C/Km-10 C/Km (regime 1), 10 C/Km-20 C/Km (regime 2) and 20 C/Km-30 C/Km (regime 3).

4. For regime 1, the entire crust is brittle; brittle mantle is stronger than ductile mantle (by a factor of 10); the entire mantle is stronger than the entire (brittle) crust (by a factor of 10); and brittle lithosphere is stronger than ductile lithosphere (by a factor of about 10).

5. For regime 2, brittle crust is stronger than ductile crust (by a factor of about 7); brittle mantle is still stronger than ductile mantle (by a factor of 1 to 10); the entire mantle is still stronger than the entire crust (by a factor of 1 to 10); and brittle lithosphere is still stronger than ductile lithosphere (by a factor of 2 to 10).

6. For regime 3, brittle crust is still stronger than ductile crust (by a factor of about 10); but now brittle mantle disappears and ductile mantle becomes rapidly negligible; the entire crust is now stronger than the entire mantle (by a factor of 1 to 100); yet brittle lithosphere is still stronger than ductile lithosphere (by a factor of about 4 to 10).

7. These conclusions are modified quantitatively but not qualitatively, according to whether semibrittle behaviour is considered or not.

8. Thermo-mechanical interaction must be taken into account during deformation. Rapid lithospheric thickening (or thinning) causes an immediate increase (or decrease) in lithospheric strength. The original strength may subsequently be restored at a rate governed by the rate of thermal readjustment. Typically, this requires a time of 20 to 40 Ma.

This analysis of the rheological properties of the lithosphere is a basis for further experimental modelling of large scale continental deformation (Davy et al., 1985).

REFERENCES

- Artyushkov, E.V., 1977. Stresses in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities. *J.Geophys.Res.*, 78: 7675-7708
- Brace, W.F. and Kohlstedt, D.L., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *J.Geophys.Res.*, 85: 6248-6252
- Byerlee, E.J., 1978. Friction of rocks. *Pure Appl. Geophys.*, 116: 615-626
- Caristan, Y., 1982. The transition from high temperature creep to fracture in Maryland diabase. *J.Geophys.Res.*, 87: 6781-6790
- Carter, N.L., 1976. Steady state flow of rocks. *Rev.Geophys.Space Phys.*, 14: 301-360
- Carter, N.L. and Kirby, S.H., 1978. Transient creep and semibrittle behaviour of crystalline rocks. *Pure Appl. Geophys.*, 16: 807-839
- Chopra, P.N. and Paterson, M.S., 1981. The experimental deformation of dunites. *Tectonophysics*, 78: 453-473
- Chopra, P.N. and Paterson, M.S., 1984. The role of water in the deformation of dunite. *J.Geophys.Res.*, 89: 7861-7876
- Davy, P., Cobbold, P.R. and Vendeville, B., 1985. Experimental modelling of intralithospheric deformation in the field of gravity. *Terra Cognita*, 5: 308
- Davy, P. and Gillet, P., 1986. The stacking of thrust slices in collision zones and its thermal consequences. *Tectonics*, in press.
- England, P.C., 1984. Constraints on extension of continental lithosphere. *J.Geophys.Res.*, 88: 1145-1152
- England, P.C. and MacKenzie, D., 1982. A thin viscous sheet model of continental deformation. *Geophys.J.R.Astron.Soc.*, 70: 295-321
- England, P.C. and MacKenzie, D., 1983. Correction to: a thin viscous sheet model of continental deformation. *Geophys.J.R.Astron.Soc.*, 73: 523
- England, P.C. and Thompson, A.B., 1984. Pressure-Temperature-Time paths of regional metamorphism I. Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust. *J.Petr.*, 25: 894-928
- Faugères, E. and Brun, J.P., 1984. Modélisation expérimentale de la distension continentale. *C.R.Acad.Sci.Paris*, 299: 365-370
- Fleitout, L. and Froidevaux, C., 1982. Tectonics and topography for a lithosphere containing density heterogeneities. *Tectonics*, 1: 21-56
- Goetze, C. and Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys.J.R.Astron.Soc.*, 59: 463-478
- Heard, H.C., 1960. Transition from brittle fracture to ductile flow in Solenhofen limestone as a function of temperature, confining pressure and interstitial fluid pressure. In "Rock Deformation" edited by D.T. Griggs and J. Handin, *Mem.Geol.Soc.J.Am.*, 79: 193-226
- Heard, H.C., 1976. Comparison of the flow properties of rocks at crustal conditions. *Phil.Trans.R.Soc.Lond.*, A 283: 173-186
- Jarvis, J.T. and MacKenzie, D.P., 1980. The development of sedimentary basins with finite extension rates. *Earth Planet.Sci.Lett.*, 48: 42-52

- Kirby, S.H., 1980. Tectonic stresses in the lithosphere: constraints provided by the experimental deformation of rocks. *J.Geophys.Res.*, 85: 6353-6363
- Kirby, S.H., 1983. Rheology of the lithosphere. *Rev.Geophys.Space Phys.*, 21: 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*, 119: 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., 1984a. Intraplate lithosphere deformation and the strength of the lithosphere. *Geophys.J.R.Astron.Soc.*, 79: 513-538
- Kusznir, N.J. and Park, R.G., 1984b. The strength of intraplate lithosphere. *Phys.Earth Planet.Inter.*, 36: 224-235
- MacKenzie, D.P., 1978a. Some remarks on the development of sedimentary basins. *Earth Planet.Sci.Lett.*, 40:25
- MacKenzie, D.P., 1978b. Active tectonics of the Alpine-Himalayan belt: the Aegean and surrounding regions. *Geophys.J.R.Astron.Soc.*, 55: 217-254
- Poirier, J.P., 1980. Shear localization and shear instability in materials in the ductile field. *J.Struct.Geol.*, 2: 135-142
- Pollack, H.N. and Chapman, D.S., 1977. On the regional variation of heat flow, geotherms, and lithospheric thickness. *Tectonophysics*, 38: 279-296
- Sawyer, D.S., 1985. Brittle fracture in the upper mantle during extension of continental lithosphere. *J.Geophys.Res.*, 90: 3021-3035
- Shelton, G. and Tullis, J., 1981. Experimental flow laws for crustal rocks. *E.O.S.Trans.Am.Geophys.Union*, 62: 396
- Sonder, L.J. and England, P.C., 1985. Average rheology for continental lithosphere: relation to viscous sheet parameters. in "Continental Extensional Tectonics", University of Durham, G.B.
- Tapponnier, P., Peltzer, G., Le Dain, A.Y. Armijo, R. and Cobbold, P.R., 1982. Propagating extrusion tectonics in Asia: new insights from simple experiments with plasticine. *Geology*, 10: 611-616
- Vendeville, B., Cobbold, P.R., Davy, P., Brun, J.P. and Choukroune, P., 1986. Physical models of extensional tectonics at various scales. *J.Geol.Soc.Lond.*, in press
- White, S.H. and Bretan, P.G., 1985. Rheological controls on the geometry of deep faults and the tectonic delamination of the continental crust. *Tectonics*, 4: 303-309
- White, S.H., Burrows, S.E., Carreras, J., Shaw, N.D. and Humphreys, F.J., 1980. On mylonites in ductile shear zones. *J.Struct.Geol.*, 2: 175-187
- Yund, R.A. and Tullis, J., 1984. Grain size reduction weakening of feldspars due to dynamic recrystallisation. *E.O.S.Trans.Am.Geophys.Union*, 65: 279
- Zeuch, D.H., 1982. Ductile faulting, dynamic recrystallisation and grain-size sensitive flow of olivine. *Tectonophysics*, 83: 293-308

TABLE 1

RHEOLOGICAL CONSTANTS FOR CREEP

ROCK TYPE	CRUST				MANTLE			
	! QUARTZITE (1)	! DIABASE (1)	! OLIVINE (2)	! DUNITE (3)				
$\text{Log}_{10}(A/\text{MPa} \cdot \text{s}^{-1})$	! -3	! -3.2	! 4.8 $\pm$ 1.2	! 2.6 $\pm$ 0.2				
N	! 2.0	! 3.4	! 3.5	! 4.3 $\pm$ 0.2				
Q/KJ.mol $^{-1}$	! 167	! 260	! 533 $\pm$ 60	! 498 $\pm$ 0.2				
V/10 $^{-6}$ m $^{-3}$ mol $^{-1}$	! 17 $\pm$ 4	! -	! -	! -				

References: (1) Shelton and Tullis (1981), (2) Kirby (1983), (3) Chopra and Paterson (1981)

FIGURE CAPTIONS

Figure 1: Variation of brittle strengths (F_B) and ductile strengths (F_D) versus geothermal gradient (Gr) for crust (fig. 1A) and mantle (fig. 1B) during shortening at a standard strain rate of 10^{-14} s^{-1} .

Figure 2: Layer strength versus strain rate for quartzite or dry olivine (full lines) and diabase or wet dunite (dashed lines). Layers are brittle crust (BC), ductile crust (DC), brittle mantle (BM) and ductile mantle (DM).

Figure 3: Whole crustal strength and whole mantle strength versus thermal gradient (Gr) for quartzite or dry olivine (full lines) and diabase or wet dunite (dashed lines).

Figure 4: Brittle/ductile strength ratio of the whole lithosphere versus geothermal gradient, Gr . Curves are plotted for various compositions (Fig. 4A, for quartzite, Q; diabase, Di; wet dunite, W; dry olivine, D), or for different criteria of brittle-ductile transition and with a quartzite-dry olivine composition (Fig. 4B).

Figure 5: Layer strengths versus geothermal gradient (Gr) for shortening, wrenching and stretching with quartzite-dry olivine composition. Strain rate is 10^{-14} s^{-1} , BC is brittle crust, DC is ductile crust, BM is brittle mantle and DM is ductile mantle.

Figure 6: same as Fig. 5 but for whole lithospheric strength.

Figure 7: variation of whole lithospheric strength with time after an instantaneous superposition of two crustal layer, each 30 Km thick crusts. Lithospheric compositions are diabase and wet dunite (Fig. 7A and 7C), quartzite and wet dunite (Fig. 7B). Thermal diffusivity is $10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Constant crustal heat production and mantle heat flux are

$1 * 10^{-6} \text{ W.m}^{-3}$ and 40 mW.m^{-2} (Fig. 7A and 7B) or $0.5 * 10^{-6} \text{ W.m}^{-3}$ and 30 mW.m^{-2} (Fig. 7C).

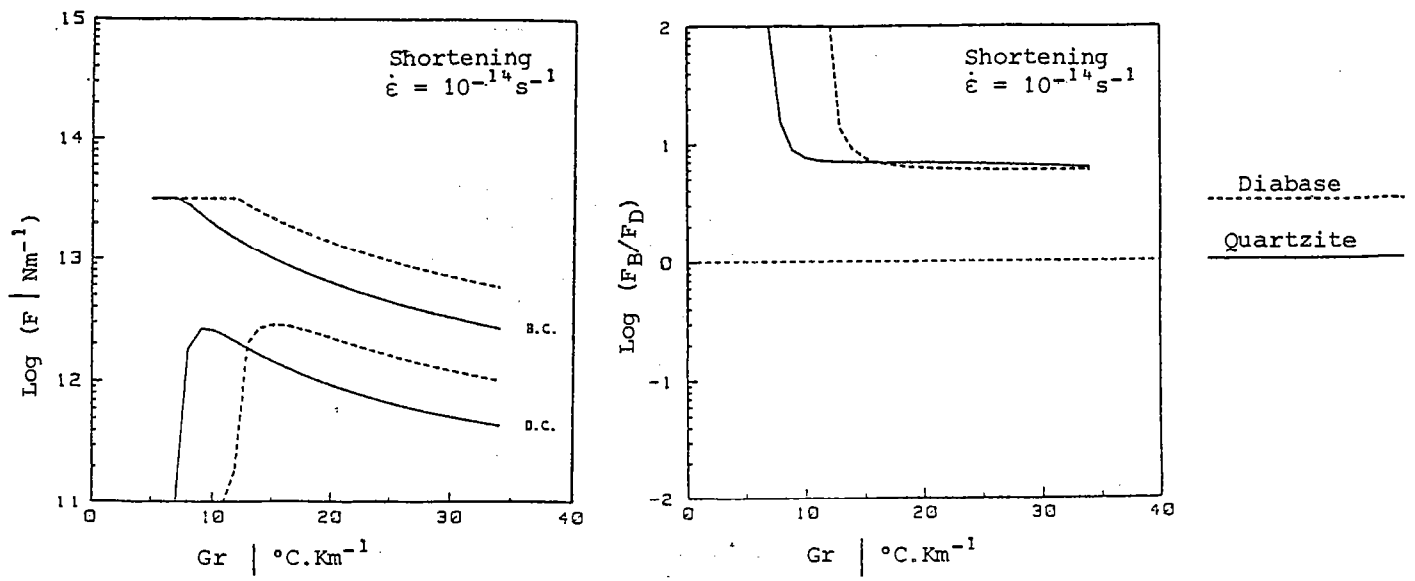


Fig. 1 A

MANTLE

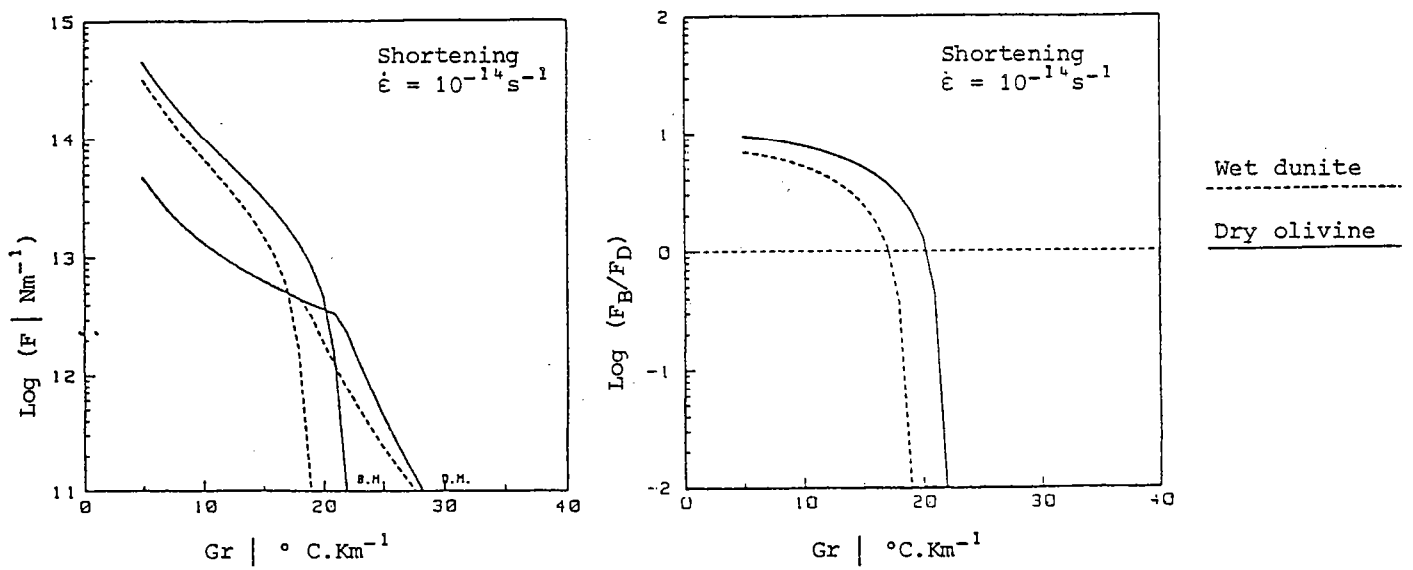


Fig. 1 B

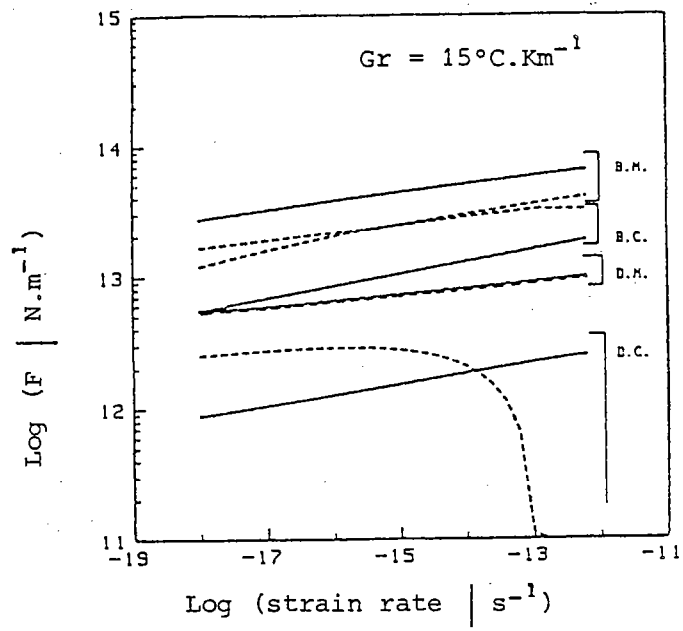


Figure 2

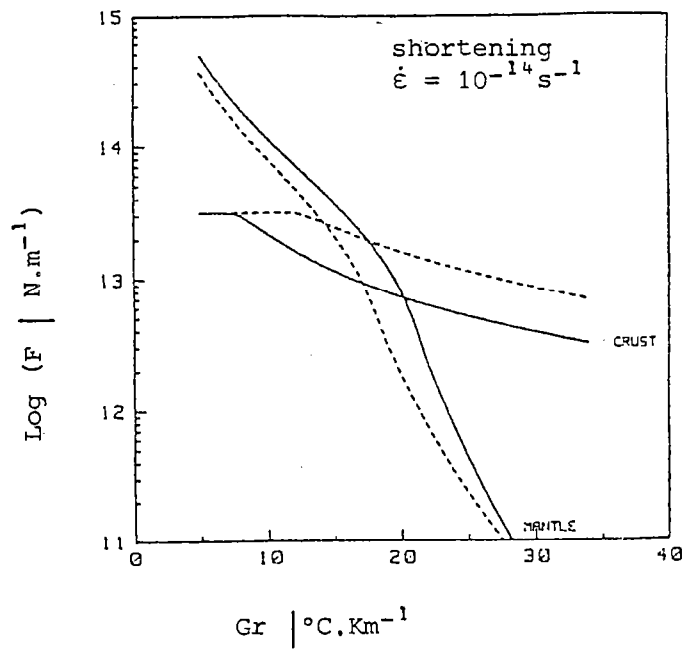


Figure 3

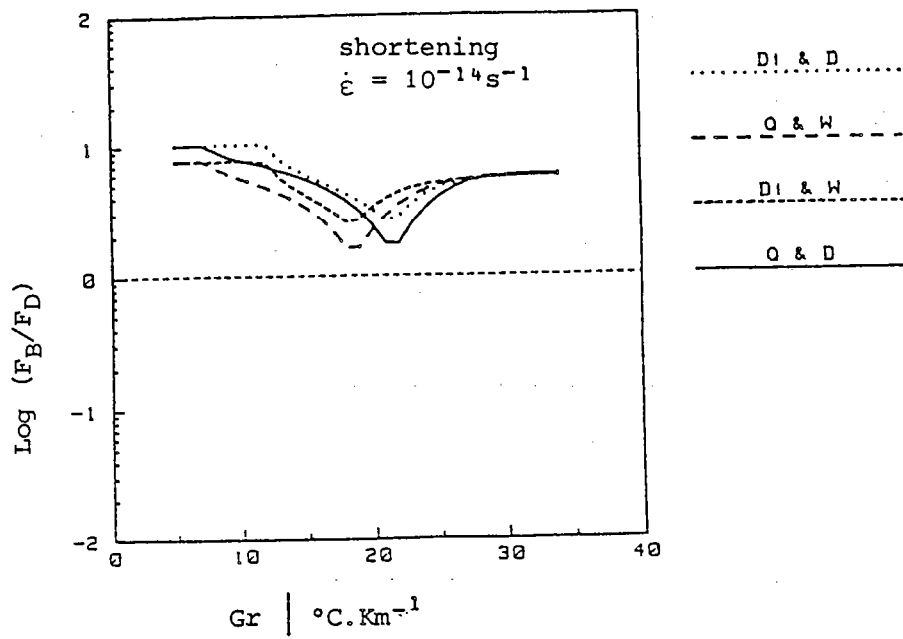


Fig. 4 A

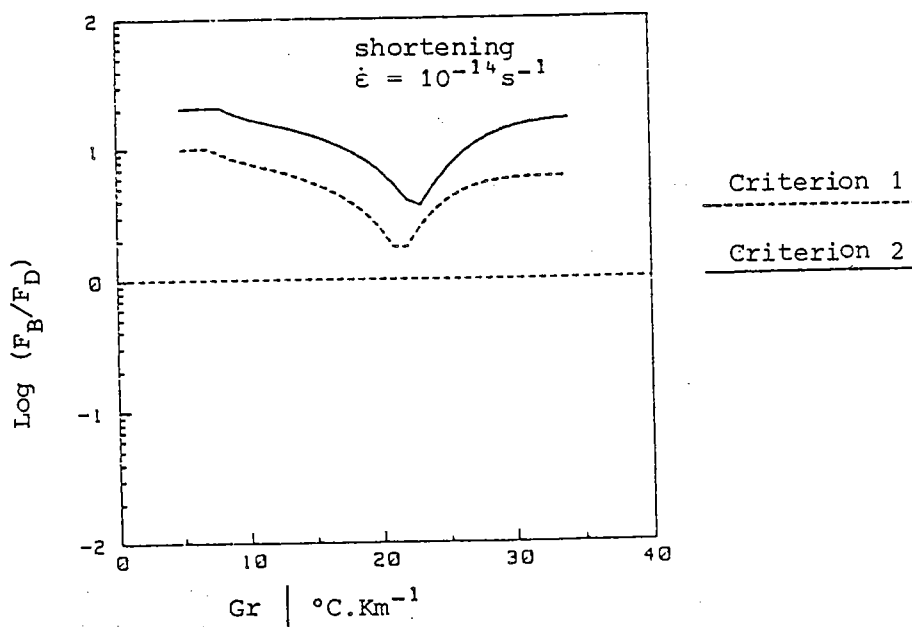
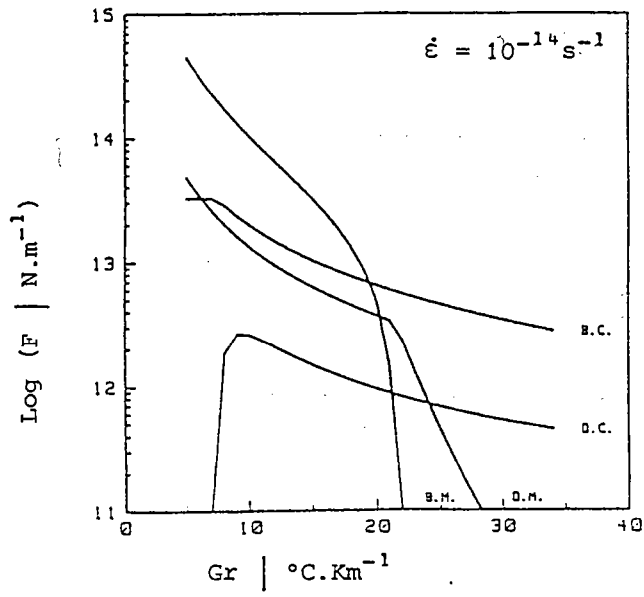
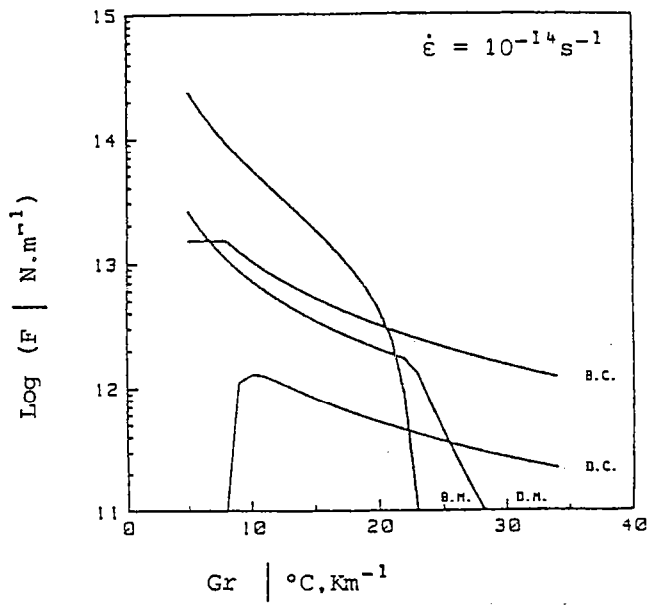


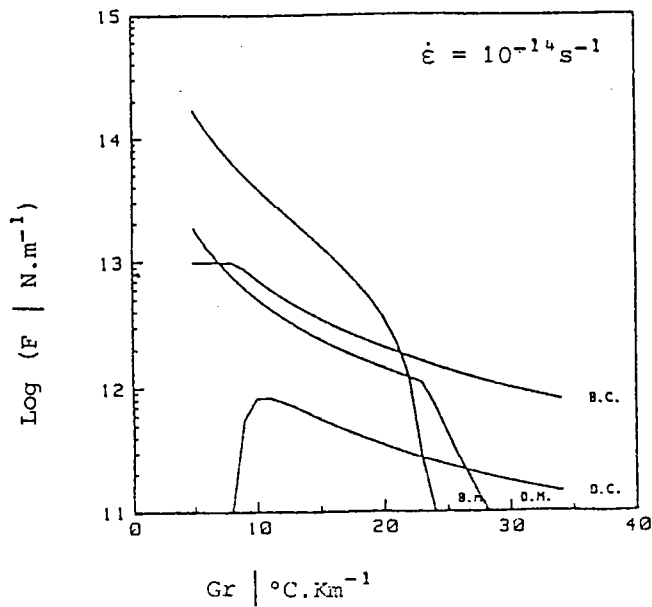
Fig. 4 B



shortening



wrenching



stretching

FIGURE 5

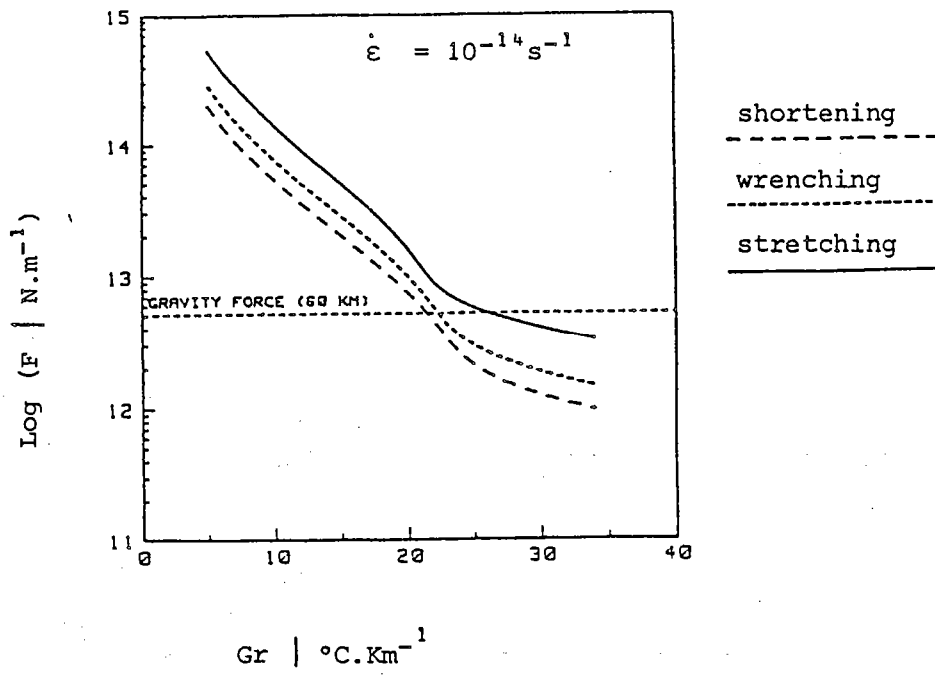
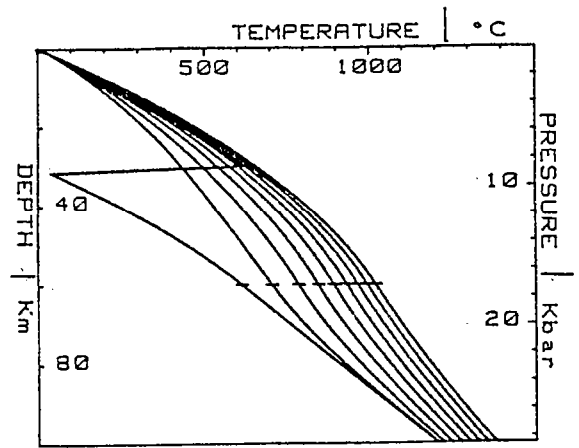
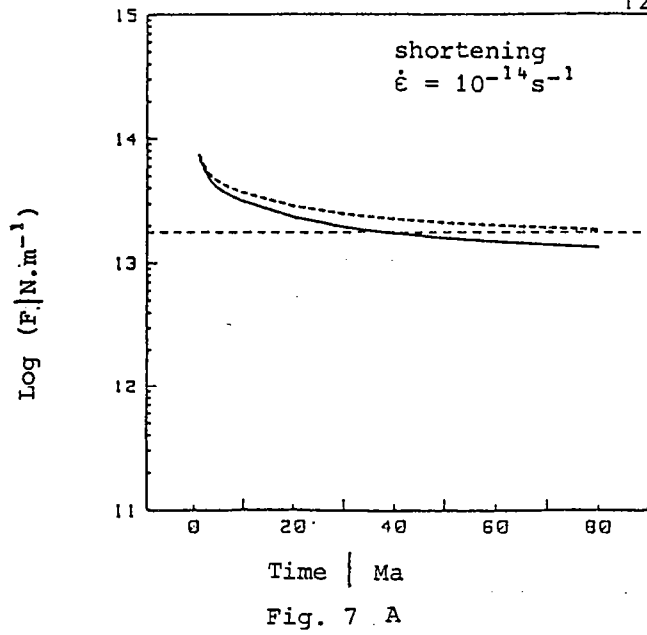
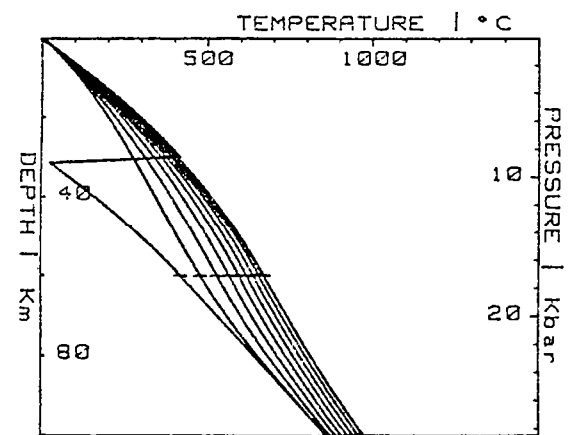
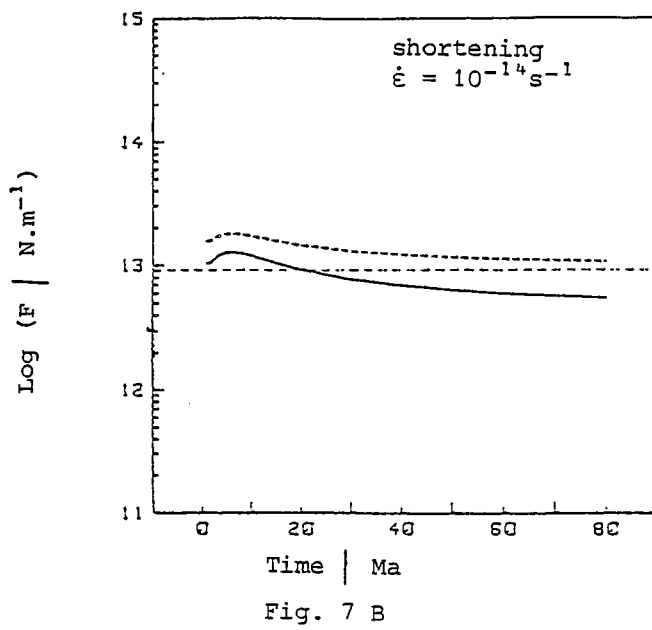


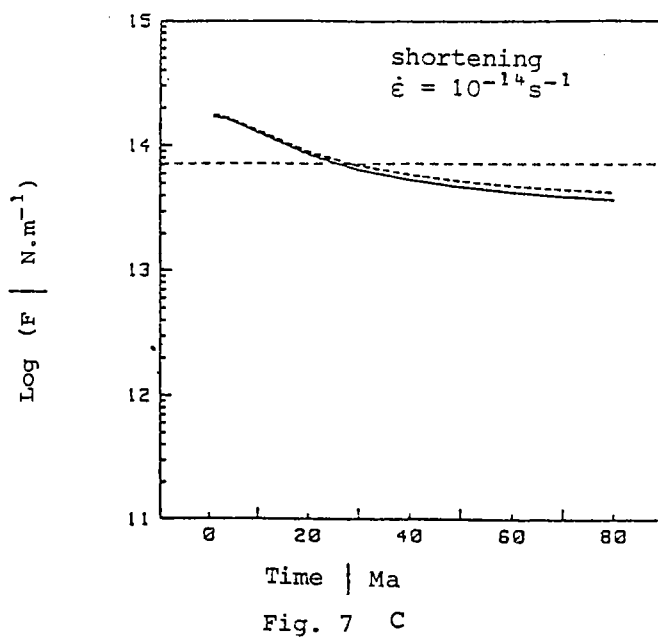
Figure 6



A & B



C



CHAPITRE 4

EVOLUTION THERMIQUE DES CHAINES DE COLLISION

CHAPITRE 4

EVOLUTION THERMIQUE DES ZONES DE COLLISION

Etant donné l'importance de la structure thermique sur la rhéologie des roches, il est évident qu'une étude complète de la déformation à l'échelle lithosphérique doit rendre compte de l'évolution thermique associée. Il est donc intéressant dans un premier temps de se donner un schéma simple d'évolution tectonique de l'épaississement dans les chaînes de montagne et d'en étudier les effets thermiques. Les bases de cette étude se trouvent dans un article réalisé en collaboration avec Philippe Gillet et qui est présenté en Appendice 2. Les conclusions principales peuvent être résumées ainsi :

Les évolutions thermiques (géothermes) et métamorphiques (chemins Pression-Température-Temps) ont été calculées à partir d'un programme aux différences finies. L'étude a montré qu'elles sont dépendantes du nombre d'unités chevauchées lors de l'épaississement, de la chronologie respective des chevauchements et finalement de leur mode de propagation spatial ("understacking" ou "overstacking"). Le modèle montre que, pour une même remontée par érosion, la forme des chemins Pression-Température dépend de la position de la roche à l'intérieur d'une unité et de la position de l'unité dans la pile.

REMARQUES GENERALES SUR LA PERTURBATION THERMIQUE ASSOCIEE A UN EVENEMENT TECTONIQUE

L'étude présentée dans l'Appendice 2 est basée sur l'hypothèse d'un épaissement crustal réalisé par superposition instantanée d'unités rigides. Cette hypothèse déjà utilisée par de nombreux auteurs (de Oxburgh et Turcotte (1974) à England et Thompson (1984)) peut sembler grossière car on imagine mal une tectonique aussi peu réaliste. Aussi, je voudrais en quelques mots expliquer et défendre une telle hypothèse. Cet exercice est d'ailleurs très instructif et il devrait être à la base de l'analyse de toute modélisation qui met en jeu deux phénomènes physiques (ici évolution thermique et mécanique) de vitesses différentes.

La grande difficulté des processus thermiques est d'évaluer les temps caractéristiques de relaxation. En effet les vitesses de relaxation thermique dépendent du degré de perturbation (par rapport à un état d'équilibre) qui caractérise le système. Pour illustrer ceci et en prenant comme exemple la superposition instantanée de deux unités, nous allons essayer de classifier (arbitrairement) les perturbations d'un système thermique. La continuité de la température à l'interface (perturbations arbitrairement appelées d'ordre 0) va se faire immédiatement ce qui impose une vitesse thermique localement infinie. Les gradients thermiques inverses (perturbations appelées d'ordre 1) disparaissent ensuite en moins d'1 Ma. Ensuite, à partir de cette structure thermiquement "lissée" (perturbation d'ordre 2), il faut attendre 100 Ma pour atteindre une structure thermiquement stable. On a donc affaire à des systèmes dont les temps caractéristiques varient entre 0 et 100 Ma.

Dans un tel contexte et pour une étude de l'évolution thermique d'une chaîne de montagne pendant une grande partie de son histoire (c.a.d. de 50 à 100 Ma), seules les événements tectoniques conduisant à des perturbations thermiques "d'ordre 2" sont importantes. De plus, des événements tectoniques peuvent être thermiquement équivalents si les perturbations thermiques d'ordre 2 qui les caractérisent sont identiques. Concrètement, il suffit d'attendre 1 Ma pour voir quelle est la perturbation d'ordre 2 associée aux événements tectoniques. Comme le suggère Y. Gaudemer dans sa thèse d'université, un épaississement crustal identique obtenu soit par épaississement homogène soit par superposition de deux unités présente, à l'ordre 2, la même intensité de perturbation thermique.

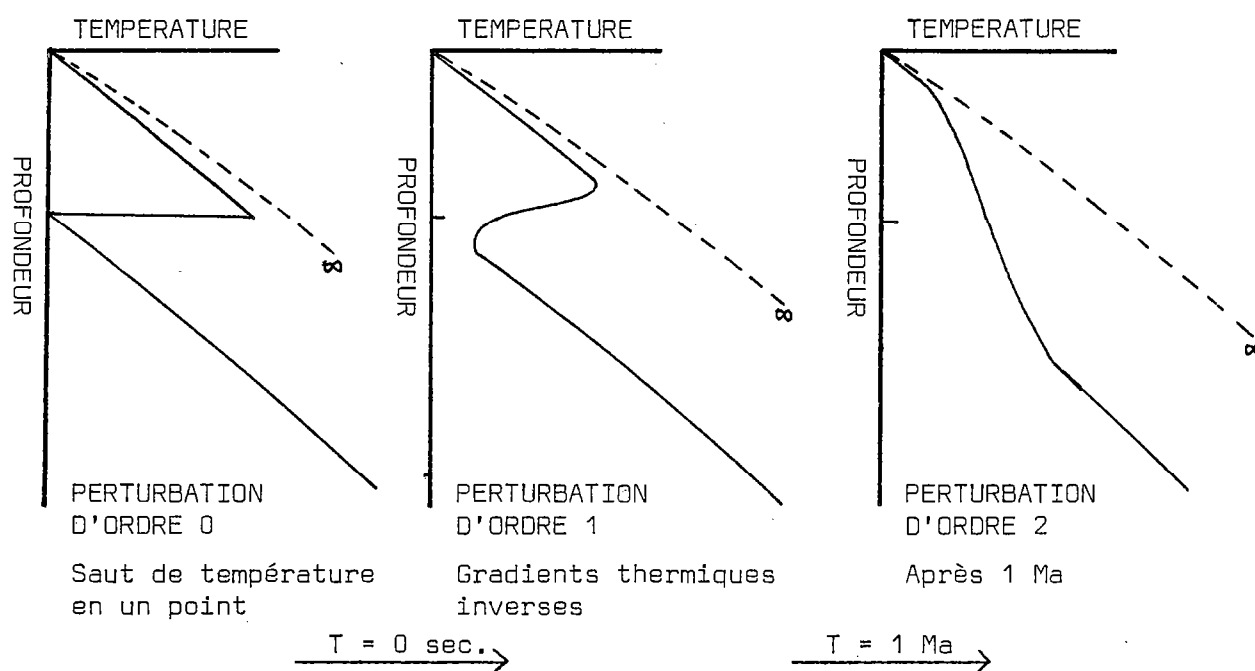


fig.38: Evolution thermique d'une croûte épaissie par superposition instantanée de deux unités

Une mise en place instantanée des unités peut alors être considérée comme une perturbation thermique d'ordre 2 significative d'un chevauchement.

COMPARAISON AVEC LES DONNEES DES ALPES OCCIDENTALES

Finalement, les évolutions métarmophiques durant l'épaississement crustal (métamorphisme Haute Pression-Basse Temperature et la rétromorphose associée) sont discutées dans les Alpes Occidentales (Appendice 3 et Gillet et al., 1986). Il apparaît que l'efficacité de la retromorphose en schiste vert peut être expliquée par des intervalles de temps différents entre les chevauchements. Le manque de données métamorphiques et géochronologiques nous empêche cependant de proposer un modèle d'évolution tectonique bien contraint.

APPENDICE 2

THE STACKING OF THRUST SLICES IN COLLISION ZONES AND ITS THERMAL CONSEQUENCES

Davy Ph. and Gillet Ph. Tectonics, in press

APPENDICE 2

THE STACKING OF THRUST SLICES IN COLLISION ZONES
AND ITS THERMAL CONSEQUENCES

Ph. DAVY and Ph. GILLET

Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles
L.P. CNRS - Université de Rennes, Campus de Beaulieu
35042 RENNES Cedex

ABSTRACT

The thermal consequences of stacking-up thrust slices in collision zones are investigated using simple one dimensional thermal models. The metamorphic evolution (geotherms and (P,T, time) paths) of a given tectonic unit belonging to a crustal stacking wedge made of more than two units is governed by three effects : cooling and pressure decrease associated with erosion, cooling by the lowest units (screen effect), heating by the upper units (cover effect). It is shown that the efficiency of these effects are dependent on the tectonic evolution of the collision zone. The metamorphic evolutions are very sensitive to the following tectonic parameters : the number of thrust units involved in thickening, the time delay between each thrust and finally the mode of stacking of the different units (over and understacking). It appears that, for a given depth of burial, the temperature increase during uplift is less important in a crust thickened by three or four units than in the case of two units. The screen effect during understacking is more efficient for a short time delay (10 Ma) between each thrust. Overstacking leads to higher temperatures before uplift when compared to understacking. It is also shown that the thermal perturbation induced in an intermediate unit of the pile is more efficiently recorded when its thickness is rather small (10 km). It is shown that, for an erosion-controlled uplift, the shape of the (P,T,t) path depends on the position of the rocks within a given unit and on the unit position within the pile. Finally, the general metamorphic evolutions during crustal thickening (HP-LT metamorphism and subsequent overprint) are discussed in terms of the previously mentioned parameters. In the case of the Western Alps, it appears that the more or less efficient greenschist overprint of the units involved in thickening can be explained by different time intervals between the thrust events.

INTRODUCTION

Difficulties in understanding the evolution of a given orogenic zone arise from the fact that the velocity field and the associated thermal evolution are not steady. The results of numerous field studies in recent collision zones like the Alps and the Himalayas have emphasized the predominant role of thrusting during crustal thickening. Moreover, collision and crustal thickening appear to occur by progressive stacking-up of continental and oceanic units or slices (Oxburgh, 1972; Mattauer and Tapponnier, 1978; Mattauer 1983; Rubie, 1984; Molnar, 1984; Gillet et al., 1985, 1986; Coward, 1986). It is now widely recognized that the thermal history is deeply interwoven with the tectonic history and that each process controls the other (Oxburgh and Turcotte, 1974; Oxburgh, 1983).

It has been shown that the complexity of treating the thermal evolution of a collision zone can be overcome by the recognition that there are only a few parameters that control the regional thermal evolution. Models describing heat transfer and the resulting (P,T,t) paths during orogeny have been proposed (Oxburgh and Turcotte, 1974; England and Richardson, 1977; England, 1978; Richardson and England, 1979). Most of the time they are based on elementary thickening processes : (1) thickening by a single overthrust (intracontinental and ocean-continent subduction or underthrusting or (2) by homogeneous vertical stretching (England and Thompson, 1984).

England and Thompson (1984) have extensively reviewed and refined such an approach and discussed at length the major parameters controlling the thermal profiles and (P,T,t) paths expected in region of thickened crust. They have varied the parameters (heat supply, erosion rate, etc...) over their geologically interesting ranges and concluded on the heat transfer processes during metamorphism on a regional scale. The main assumptions of all the previous models are : (1) thickening occurs instantaneously with minor temperature increase and (2) erosion starts at the end or with a certain time delay after the thickening event.

However, as already pointed out, if thickening in collision zones is in fact made of successive thrusting events how can we interpret the thermal measurements (heat flow) or the thermal evolution during decompression (uplift (P,T,time) paths) ? Do they give informations on the thermal properties of the crust and the heat flux at the base of the lithosphere or do they express the timing, geometry and kinematics of tectonic events ?

The purpose of this paper is to investigate the thermal effects linked to successive thrusting events and to emphasize the strong control of tectonic on the metamorphic history of a collision zone.

I - THICKENING BY CRUSTAL STACKING : TECTONIC PARAMETERS

The reconstruction of the evolution of a continental collision zone like the Alps or the Himalayas assumes underthrusting and piling up of successive crustal wedges (tectonic units) in order to explain their present time structure (fig. 1). The thermal evolution of each tectonic unit is recorded by its (P,T,time) path. On figure 2 it can be noticed that the (P,T,t) record of the major units within the Western Alps are different from one unit to the other and depends on its structural position within the pile. One of the most striking features of the Western Alps is the fact that both the age and the intensity of metamorphism increase from West to East. Moreover, it seems that the evolution is discontinuous as suggested by the different ages of maximum burial for each unit (Gillet et al., 1986). According to the available data (fig. 1) (Gillet et al., 1986) it also seems that the different nappes have been emplaced from East to West and that the time delay between each major underthrusting event could have been short (of the order of 10 Ma) or long (of the order of 40-60 Ma) (fig. 1) depending on the stage of the collision history (Gillet et al., 1986). One can also assume on the basis of outcrop sizes and seismic data (Ménard and Thouvenot, 1984; Allègre et al., 1984) that the thickness of the units involved in thickening is rather of the order of 15 to 20 km than 30 to 35 km.

It thus appears that thickening within a collision-zone is controlled by the following tectonic parameters :

- the number of thrust units involved in thickening,
- the structural position within the pile ,
- the time delay between each underthrusting event,
- the relative position of the successive thrust,
- the erosion rate.

II - MODEL OF THERMAL EVOLUTION DURING CRUSTAL STACKING

Geological models of collision zones lead us to treat numerically the thermal evolution of a crust thickening by successive underthrusting and subsequent uplift of continental units. Our model will differ from those of previous workers in that we do not consider thickening as resulting from the instantaneous doubling of a crust of normal thickness (fig. 2). Instead, a given amount of thickening (70 km or even more) is achieved by the piling up of more than two nappes.

II.1 - Tectonic and thermal time scales

We will assume in all the calculations that heat transfer is predominantly done by conduction in the vertical direction. The time scales linked to the different thermal and tectonic mechanism give us information on their efficiency. For a model of length (thickness) l_0 , of thermal diffusivity K , and erosion rate u_0 we can define two time scales :

$$t_c = \frac{l_0^2}{K} \quad \text{for conduction}$$

$$t_e = \frac{l_0}{u_0} \quad \text{for erosion}$$

The ratio of the two times defines the Peclet number for the exhumation. England and Thompson (1984) have shown that these time scales

are quite similar. Using mean values of the parameters (see Appendix) we have $t_c = t_e \sim 30$ Ma.

The time scales associated with the tectonic events can also be roughly estimated. A thrust event has a characteristic time ($t_t = \frac{l_0}{v}$, v : convergence rate, l_0 depth of convergence) of the order of 1 Ma if we assume depth greater than 30 km and convergence rates of the order of cm/Y. Such rates are reasonable if one consider that they correspond to convergence rates in active collision belts like the Himalayas. The thrust periodicity (t_p) representing the time delay between each major underthrusting event can be estimated from geological data (in the Alps for instance) to be between 10 to 50 Ma (Gillet et al., 1986).

It follows that nappe emplacement is rapid considering the difference in characteristic times t_c and t_t . This implies that a detailed study of the thermal evolution during a nappe emplacement is difficult to perform. It is thus difficult to tackle the metamorphic prograde path (burial) in terms of models. Though we make calculations assuming an instantaneous stacking of the units we will discuss later the 2D thermal effects related to nappe emplacement. The successive thermal perturbation associated with the thrust periodicity are very important because the time scales t_c , t_e and t_p can be of the same order of magnitude.

II.2 The numerical model

To calculate the thermal evolution of a given unit of continental crust, one needs to specify three thermal variables : thermal conductivity, radiogenic heat production and mantle heat flow. In their recent papers, England and Thompson (1984) and Jaupart and Provost (1985) have discussed at length and in details the effects of varying these parameters over ranges of geological interest. Our purpose is not to reinvestigate these effects in the case of a crust thickened by more than two units but rather to emphasize the influence of tectonic on the thermal evolution. Thus we have decided to fix the thermal parameters and following the above authors

we have taken mean values of the thermal parameters involved (see Appendix).

The program (cf. Appendix) allows us to improve the role of the thermal properties of the different units. It also allows us to underthrust different tectonic units successively in time and to vary the duration of underthrusting, the time delay between each underthrusting. The mode of underthrusting can also be varied, namely, the successive units can be emplaced at the top or at the bottom of the previously piled-up units. Some refinement suggested by other authors are also taken into account. The erosion rate can be constant or time dependent and proportional to the topographic height, the inhibition of erosion caused by the eclogite forming reactions (reduction in the buoyancy forces) (Richardson and England, 1979). All the details concerning the numerical solution of such problems are presented in the appendix.

II.3 Effect of the number of thrust units

A first set of calculations (fig. 3) presents the thermal evolution of a crust thickened by the instantaneous stacking-up of 2, 3 or 4 units, presenting the same initial temperature distribution and followed by erosion at a rate of 1 mm/Y. The thicknesses of the units are chosen in order to achieve in each case the same amount of thickening (here 72 km for computation simplification). For each case we present the geotherms evolution within the pile and the uplift (P,T,t) paths of rocks buried at different depths, the final geotherm corresponding to an infinite time or a nil erosion rate is the same. The thermal evolution within each stacked-up unit during uplift will then result from the competition between different thermal effects. For instance, the relaxation of the thermal perturbation induced by stacking-up within an intermediate unit of the pile will be governed by the following three effects :

- cooling by the lowest units (screen effect),
- cooling and pressure decrease associated with erosion,

- heating by the upper units (cover effect).

One can first notice that the shape of the (P,T,t) paths depends on the tectonic unit considered. Whatever the case, the upper unit is uplifted with a continuous decrease in temperature. In the case of a stacking of three or four units the (P,T,t) paths of rocks belonging to the second unit present a great variety of shapes depending on the initial depth of the rocks within the unit. Uplift with temperature decreasing or under nearly isothermal conditions is characteristic of the deepest points of the unit, while the upper ones undergo a temperature increase. Such features are due to the existence of a strong screen effect in the lower units and a cover effect in the upper unit. The relative role of the previous effects is inverted for the lowermost units and leads to uplift with temperature increase whatever the position within these units. For a given depth of burial, the temperature increase during uplift (i.e. the maximum temperature reached during uplift) is less important in a crust thickened by three or four units than in the case of two units.

The effect of a delay between the instantaneous thickening and the onset of erosion is presented on figure 4 (Richardson and England, 1979; England and Thompson, 1984). The (P,T,t) paths of three points buried at depth 9, 27, 45 and 63 km prior to uplift are shown in the case of a pile of 2, 3 or 4 stacked units and uplifted with or without a delay. One can notice that the delay leads to an increase of the maximum temperature before the onset of erosion (isobaric heating) but also of the maximum temperature experienced during uplift. However, the most important feature is that the temperatures endured during uplift by rocks initially buried at the same depth are always lower in the case of a crust thickened by 3 or more units than in the case of a two unit pile (fig. 4). This time delay before erosion starts, appears thus to be a very strong parameter in all thermal models of (P,T,t) path in collision zone. It is clear that such models depends on the thickness of the different units and on their initial geotherm prior to underthrusting. The thermal perturbation induced in an intermediate unit by the upper and lower units are more efficiently

recorded when the thickness of the intermediate unit is rather small. The effect is very significant between a 35 km thick unit and a 20 or 15 km thick one. Thickening by many superposed units of small thickness (smaller than 35 km) leads to very low geothermal gradients which could account for the unusual low-temperatures-high-pressures metamorphisms and their subsequent preservation during uplift within the intermediate units of the pile (fig. 3).

II.4 Thrust migration and thrust periodicity

We have already pointed out that the emplacement of the different tectonic units responsible for thickening is not instantaneous. The thrusts are spaced in time and are functioning during a certain time interval. A new thrusting event affects the temperature distribution of the previously stacked units and only the new underthrust unit undergoes a pressure and temperature increase. The units just above the new underthrust units are in turn cooled and uplifted. It is thus important to know how the pile is built up in space and time. We define two modes of nappe stacking : under and overstacking (fig. 5). The first consists in the thrusting of successive units at the base of the pile and the second one to successive thrusting at the top of the previously stacked units.

Understacking

In this case different thrust planes are successively activated from the internal to the external zones of the thickening zone (fig. 5). Such a mechanism implies that each thrusting event brings a cold slab at the base of the previously piled-up units. However, the thermal evolution (geotherm and (P, T, t) paths) of such a pile will strongly depend on the time delay between each thrust. During this delay the thermal perturbation linked to the previous underthrusting can relax and lead to a temperature increase of the buried rocks. For instance, in the case of a pile made of two units, the rocks belonging to the underthrust unit will experience their maximum temperature during uplift 10 to 50 Ma after the onset of erosion, depending

on erosion rates and thermal parameters. However, the temperature evolution toward the equilibrium geotherm within this two unit pile can be perturbed by the underthrusting of a new "cold" unit at the bottom of the pile. Figure 6 presents (P,T,t) paths (path -3-) of rocks belonging to the lower unit of a stacking-up of two units eroded at a constant rate. One can notice the loop form of the path. Path -1- and -2- correspond to the uplift paths of the same rocks, but in these cases underthrusting of a third unit 10 or 20 Ma after the onset of erosion has occurred. The thermal perturbation caused by this new event is clearly recorded in the (P,T,t) paths. One can here remark that uplift of the intermediate unit mostly proceeds with a temperature decrease. However, it is clear that the shorter the delay is, the more efficient will be the cooling due to the screen effect. It can be also noticed that the existence of a time delay between each thrust leads to higher temperatures during uplift when compared to the case of an instantaneous stacking-up of the units (compare fig. 7a et fig. 3).

Overstacking

This section concerns the thermal evolution associated with a mechanism of stacking which seems unfrequent or which has not been yet described as such in highly metamorphosed terrains in recent or ancient collision zones. This mechanism of stacking, i.e. overstacking, is for instance active during "décollement tectonics" in duplex systems (Buttler, 1983) and consists in the overthrusting of internal unit at the top of the previously stacked units. Analogic scaled models of continental convergence zones have also shown that this mechanism could be active during continental collision (Brun et al., 1985; Davy, 1986). The overthrusting of a new unit at the top of the pile counteracts the screen effect of the first underthrust unit in the intermediate unit (fig. 5). Geotherms and (P,T,t) paths corresponding to a delay of 10 Ma between each thrust are presented figure 7. One difference at variance with the understacking process, is that maximum pressure is in this case reached after successive increase in pressure interrupted by thermal relaxation and erosion during

the time delay between each overthrust. This mechanism accounts for the higher temperatures for the maximum pressure than the one produced by an understacking process. A pile of two units (unit 1 and unit 2) is successively overthrust by unit 3 and 4. The (P,T,t) paths (fig. 7) show that the maximum pressure of each unit is reached for higher temperatures when compared to the understacking case. The prograde paths (increase in P) of rocks of unit 1 and 2 present an important increase in temperature. Moreover, most of the rocks undergo a temperature increase during uplift whatever their burial depth and reach their temperature maximum at lower depth (compare with the previous case).

II.5 Thermal perturbation associated with a fault : discussion

The previous calculations were performed with a maximum thermal perturbation. For instance in the case of the understacking mechanism each new thrust brings a temperature of 0°C at the base of the pile, corresponding to the ideal case where the upper limit of the underthrusted unit was initially at land surface. It is possible to define a degree of perturbation (fig. 8) by taking the difference in temperature between the base of the pile and the top of the new underthrusted unit. Thermal evolution corresponding to different degree of perturbation are presented figure 8. It is clear that the lower the degree of perturbation, the less efficient will be the screen effect. This could happen if the new underthrusted unit was not at the surface before thrusting at the base of the pile (fig. 8). This may be the case of small offsets along a thrust plane. It must also be mentioned that low underthrusting rates (Rubie, 1984) or shear heating during thrusting could perturb the temperature distribution near the thrust zone, but these effects are very difficult to investigate in a quantitative way. In fact, during a non instantaneous nappe emplacement the overthrusting unit is cooled and the underthrusting unit is heated in the vicinity of the thrust plane. These effects are presented figure 9. Depending on the position along the thrust plane different extreme cases exist. For the deepest points of the thrust plane (A, fig. 9) the upper unit is weakly perturbed whereas the lower unit has

been heated since the beginning of thrusting. Near the surface the effect is inverted (C, fig. 9) : the lower unit is weakly perturbed whereas the uppermost is cooled since the onset of thrusting. The intermediate situation (B, fig. 9) can be considered as a static relaxation of an instantaneous stacking of the units.

These effects like other two or three dimensional effects linked to heat refraction between smoothly deeping stacked units of different thermal diffusivity are probably very important in collision zone (Jaupart et al., 1985; Jaupart and Provost, 1985) but they are not taken into account in our simple models.

III - GEOLOGICAL IMPLICATIONS

The simple calculations of the previous sections have shown that tectonic effects in the mode of thrusting are very important and that geotherms and (P,T,t) paths may be influenced by them. The tectonic evolution of a zone thickening by crustal stacking has to be taken into account in order to interpret all the associated (P,T) signatures. Reciprocally such thermal signatures may be used in the reconstruction of the collision zone histories and constrain geological models (Gillet et al., 1986).

(P,T,t) paths shapes

The shape of (P,T,t) path deduced from successive mineralogical assemblages are often used to constrain possible mechanism of uplift : tectonic or erosion controlled (Carlson and Rosenfeld, 1981; Crawford and Mark, 1982; Spear and Selverstone, 1983; Selverstone et al., 1984; Thompson and England, 1984; Rubie, 1984; Royden and Hodges, 1984; Hodges and Royden, 1984). For instance, in order to explain the preservation of blueschist terrains or uplift (P,T,t) paths without temperature increase, models based on tectonic exhumation implying very rapid rates of uplift have been proposed (Kienast and Rangin, 1982; Draper and Bone, 1979). Rubie (1984)

has proposed to relate the quasi-isothermal uplift path recorded by the Sesia-Lanzo zone (fig. 1) by the accretion of oceanic material which maintains at the base of this unit during uplift a constant temperature while time subduction occurs. This alternative model is very sensitive to parameters like the duration of subduction, the temperature at the base of the crust which are difficult to bracket from geological data. Nevertheless, the basic physical mechanism, appears to be the same as the screen effect invoked in this paper. In some other cases the changes of shape occurring within a same uplift (P,T,t) path have been explained by successive variations in the erosion rate (Demspter, 1984). Our numerical experiments show that the successive tectonic events occurring during the formation of a crustal stacking wedge can lead, for a steady erosion uplift at the same rate, to a great variety of uplift (P,T,t) paths (with or without temperature increase) depending on the position of the studied rocks within the units and the units position within the pile. The successive underthrusting events affect the (P,T,t) path shape of the overlying units. It seems thus clear that the construction and especially the interpretation of (P,T,t) paths within collision zone cannot be done in the absence of a careful study of the tectonic setting (Caron, 1983). Moreover, the recorded (P,T,t) paths can be used to constrain the tectonic setting during uplift. Goffé and Velde (1984) and Goffé (1985), have related the contrasted uplift histories (P,T,t) paths of different portions of the same unit of the Western Alps (Briançonnais zone, fig. 1) metamorphosed in the blueschist facies, to differences in the tectonic events accompanying uplift. For instance an uplift path beginning by a decrease in temperature at constant pressure and followed by both pressure and temperature decrease has been interpreted by the underthrusting of a colder unit. At variance with this part of the unit other parts have been uplifted with a temperature increase, precluding the occurrence of a thrusting event.

We have already pointed out that overstacking is a mechanism which is not often documented in crustal metamorphic terrains. However there are hints that this mechanism may be active during continental collision. In

fact, overstacking can be detected by careful petrographic investigations and methods which allow the obtention of continuous (P,T) path segments rather than successive separated (P,T) points. The use of garnet zoning appears to be a challenging method. Selverstone et al. (1984) and Selverstone (1985) have observed reversals in the (P,T) paths determined from garnet zoning in some units of the Tauern Window (Eastern Alps). These reversals consists in brief increases in pressure (~ 2 kbar) at constant temperature during uplift. They have related such increases to the overstacking of more internal units on the considered units (see fig. 8 in Selverstone, 1985). A similar mechanism may be proposed in the earliest stages of collision in the Western Alps (Gillet et al., 1986) (see following section).

Metamorphic evolutions

Some general problems concerning the acquisition and preservation or overprint of a kind of metamorphism in collision zones can be tackled in the framework of the previous models. The calculations carried out by England and Thompson (1984) show that HP-LT metamorphism (blueschist to eclogite metamorphism) by doubling the crust thickness (two units 35 km thick) is experienced in the lower crust (the lower unit) in the earliest stages whatever the heat supply. However, the preservation of such metamorphism depends on the existence of high thermal conductivities, high erosion rates (Draper and Bone, 1979) or the persistence of low geothermal gradients. We have shown in this paper, using mean values of all the parameters such as thermal conductivities and erosion rates, that low geothermal gradients can be maintained in the first underthrust units if during their uplift a new "cold" unit playing the role of a thermal screen is underthrust under them. The effect is enhanced for short time delay between the thrusts and for thin unit (~ 15 km). In the western Alps for instance there are lines of evidence for a rapid stacking-up of the first four units (fig. 1) (Gillet et al., 1986). The (P,T,t) path of the intermediate units correspond to a decompression with temperature decrease (Sesia-Lanzo zone) leading to a very efficient preservation of the

eclogitic assemblages. However, there exists a time delay of 40 MY before the underthrusting of a new cold unit at the base of this pile allowing a more efficient thermal reequilibration within the lowest unit of the pile (Grand Paradis massif - Dora Maira massif) during uplift accounting for an uplift (P,T,t) path under nearly isothermal conditions or at least with a small temperature increase. The HP-LT assemblages are intensively retromorphosed in this unit. The difference in metamorphic record of these two units can thus be simply explained by a difference in the time delay between thrust events.

Overstacking and understacking during continental collision

Overstacking seems to be operative as shown for instance by Selverstone (1985), during tectonic imbrications following the collision between continents. However, the overstacking process established by Selverstone (1985) on the basis of petrological records concerns probably rather small units. Our simple numerical models have shown that over and understacking events have not the same thermal signatures and it is thus important to know if large scale overstacking can occur during continental collision. If we consider the existing models of the alpine chain and especially of the Western Alps we can see that both under and overstacking processes are operative at different time of the collisional history. In all these models (Mattaueur and Tapponnier, 1978; Caby et al., 1978; Gillet et al., 1986), the onset of collision is preceded by obduction of oceanic crust onto the european margin (fig. 1). Following this first tectonic event, the emplacement of the austro-alpine units (african units) on the oceanic crust previously emplaced can be considered as an overstacking process (fig. 1). The further thrusting events affecting only the european crust from the internal to the external zones are typically understacking events. The tectonic history for the alpine collision in Northern Pakistan implies also overstacking at early stages of collision (Tahirkheli et al., 1979). The fact that overstacking is operative at the onset of collision and affects only units belonging to the continent situated above the subduction plane must be related to specific boundary conditions or to

preexisting discontinuities (i.e. weakened zones) within the overriding continent. Such discontinuities can be for instance thinned zones induced by back-arc spreading.

The position of the successive thrusts (fig. 5) appears also to be an important parameter especially in the prograde history. We have shown that in the case of thickening by overstacking the high pressures in each unit are reached for higher temperatures when compared to an understacking process (fig. 7). In the Western Alps, units like the Dora Maira massif (fig. 1) have undergone unusual high pressures (30 kbar) (Chopin, 1984; Gillet et al., 1984) which have been reached for temperatures far too high (750°C) to be explained by understacking of successive units. It seems that the successive overthrusting of this unit by more internal units accounts in a better manner for the observed (P,T) conditions of the maximum metamorphism (fig. 1). It is not necessary to invoke a time delay between the onset of erosion (Richardson and England, 1979) or low underthrusting rates (Rubie, 1984) to account for the temperature reached during burial. Experimental models of collision zones using analog materials (Brun et al., 1985; Davy, 1986) have shown that during continental collision some units can be stacked by overstacking. We have already pointed out (fig. 7) that the metamorphic evolution of the units are different. Overstacking appears thus to be a more efficient stacking process than understacking for explaining melting of the crust during uplift of a thickened zone.

Unit thickness and decoupling zone

The thermal evolution within a pile-up of different units is dependent on the thickness of the units (fig. 3). In particular the thermal perturbations induced in an intermediate unit of the pile are more efficiently recorded when its thickness is rather small (a few km). The size of the unit is controlled by the decoupling zones activated during collision or subduction in both cover and basement rocks. We have recently suggested (Gillet et al., 1986), on the basis of pre-collisional metamorphic assemblages, that different decoupling levels are activated in

the basement of both european and african continents. It appears that the Moho and the granulite-amphibolite limits are largely reactivated during the alpine orogeny (fig. 1). This puts limits, between 30 and 15 km for the thickness of the crustal units superposed during thickening. The oceanic units obducted at the earlier stage of collision are in fact thinner and probably never exceed 10 km in thickness on the basis of the known ophiolitic sequences nowadays exposed in collision zones.

The thickness of the cover units is more difficult to estimate. According to the observations in undeformed oceanic margins the mean thickness of the sediment cover on oceanic crust is of the order of 1-2 km and 5 to 10 km on continental crust.

Most of our models were computed for units more than 10 km thick and reflect the thermal evolutions of large basement units. The behaviour of the sedimentary cover is likely to be different. During continental collision or subduction, tectonic thickening of sedimentary material deposited on oceanic or intermediate crust can lead to apparent thicknesses of cover series of the order of 10 to 20 km. This is the case in accretionary prisms and perhaps was the case in the "schistes lustrés" units in the Western Alps. This rather important thickening results from the successive superpositions of thin cover units which probably accounts for their blueschist to eclogite metamorphism and their uplift under rather cold conditions implying a good preservation of the HP-LT assemblages.

CONCLUSION

Simple thermal models taking into account the tectonic evolution of a collision zone have allowed us to emphasize the following points :

- Geotherms and (P,T,t) paths in collision zone where thickening occurs by stacking-up of crustal units are very sensitive to tectonic parameters such as the number and the thickness of thrust units, the time delay between each thrust, the position of the successive thrusts.

- Major metamorphic evolutions of units involved in the stacking-up can be explained by differences in the values of these parameters (example of Western Alps). The preservation of high-pressure low-temperature assemblages appears to be best explained in intermediate units of a crustal pile when the time delay between the thrust is small and when the thickness of the units is small.

- The use of the shape of (P,T) or (P,T,t) paths cannot be used as an uplift mechanism indicator if the position of the studied rocks within the unit and the unit position within the pile are not specified.

Finally, it seems that tectonic effects are important and the associated thermal effects strongly reflect them. Thus, it becomes difficult to derive values of heat transfer processes within collision zones if the tectonic setting and evolution are not taking into account. Our models are applicable to present time or recent collision zones like the Alps, the Himalayas, but also to older collision belts like the Hercynian chain. The geological implications of our computations have focussed on the metamorphic evolutions of the major tectonic units involved during continental collision. Nevertheless, the model is also applicable to zones of complex tectonic imbrications where the thickness of the units is very small (~ 2 km) as for example accretionary prism or thin-skinned tectonic zones.

Acknowledgment

The authors wish to thank C. Jaupart for fruitful discussions on heat transfer processes.

Stimulating discussions with M. Ballèvre, P. Choukroune, P. Cobbold and a constructive review of the manuscript by M. Mattauer are gratefully acknowledged. We also wish to thank C. Dalibard and H. Béchu for typing the manuscript.

Appendix

All the thermal problems were solved using a one dimensional (vertical) time dependent heat conduction in a coordinate system moving with the medium :

where K the thermal diffusivity is taken to be constant. C_p, ρ and A_0 are respectively the specific heat, density and heat production per unit volume of the medium. A_0 is taken constant in each crustal unit.

Equation (1) is solved by the finite difference method with discrete values of temperature

$$T^n = T(z, t) \quad \text{with } z = m \cdot \Delta z \quad \text{and} \quad t = n \cdot \Delta t$$

and using the approached equation :

$$T_m^{n+1} = M(T_{m+1}^n + T_{m-1}^n) + (1 - 2M) T_m^n + \frac{A_0}{\rho C_p} \Delta t$$

Such a scheme is stable for $M < 1/2$

In order to solve this linear set of equations the following boundary conditions are used. The heat flux at the base of the lithosphere (~ 100 km under the crust) is constant. This condition discussed by England and Thompson, implies that mantle convection is vigorous enough to be unperturbed by thickening of the crust.

The surface of erosion has a constant temperature of 273K. If $Z(t)$ is the depth of this surface at time $t = n \Delta t$ we define m_0 as :

$$(m_0 - 1) \cdot \Delta Z \leq Z(t) \leq m_0 \cdot \Delta Z$$

Assuming that temperature is a linear function of depth, we impose between $(m_0 - 1) \Delta$ and $m_0 \Delta Z$ $T^{n_{m_0-1}}$

$$T_{m_0-1}^n = T_{m_0}^n \frac{Z(t) - (m_0 - 1) \Delta}{Z(t) - m_0 \Delta Z}$$

This scheme has been successfully (at 2 %) tested for constant denudation rates and heat production against the suitable algebraic solution given by Carslaw and Jaeger (1959, p. 388).

At the interfaces between the successive underthrust units we impose heat flux continuity, even for units of different thermal properties.

Following Albarede (1976), England and Thompson (1984) and Jaupart and Provost (1985), all the calculations were performed using the following mean values

	Conductivity $W m^{-1} K^{-1}$	diffusiv v $m^2 W s^{-1}$	$\rho C p_{\mu} W m^{-3}$	Heat generation
CRUST	2.5	1	$2.5 \cdot 10^6$	0.6
MANTLE	2.5	1	$2.5 \cdot 10^6$	0

$$\text{mantle flux } q_m = 30 m W m^{-2}$$

REFERENCES

- Albarède, F., Thermal models of post tectonic decompression as exemplified by the Haut Allier granulites, Bull. Soc. Géol. Fr., 18, 1023-1032, 1976.
- Allègre, C.J., et al., Structure and evolution of the Himalaya-Tibet orogenic belt, Nature, 307, 17-22, 1984.
- Butler, R.W.H., The terminology of structures in thrust belts, J. Struct. geol., 4, 239-245, 1983.
- Brun, J.P., P. Balé and Ph. Davy, Thrust development in the lithosphere : 2D-model experiments, Terra Cognita, 5, 307, 1985.
- Carlson, W.D., and J.L. Rosenfeld, Optical determination of topotactic aragonite-calcite growth kinetics : Metamorphic implications, J. Geology, 89, 615-638, 1981.
- Caron, J.M., The diversity of geodynamic regimes leading to high pressure - low temperature metamorphism, Terra Cognita, 4, 39-43, 1984.
- Carslaw, H.S., and C.W. Jaeger, Conduction of heat in solids, 510 pp., Clarendon, Oxford, 1959.
- Chopin, C., Coesite and pure pyrope in high grade blueschists of the Western Alps : a first record and some consequences, Contrib. Mineral. Petrol., 86, 107-118, 1984.
- Choukroune, P., M. Ballèvre, P. Cobbold, Y. Gauthier, O. Merle and J.P. Vuichard, Deformation and motion in the Western Alpine Arc, Tectonics, in press, 1985.
- Coward, M.P., and Butler, R.W.H., Thrust tectonics and the deep structure of the Pakistan Himalaya. Geology, 13, 417-420, 1985.
- Crawford, M.L., and L.E. Mark, Evidence from metamorphic rocks for overthrusting, Pennsylvania Piedmont, U.S.A., Can. Mineralogist, 20, 330-347, 1982.
- Davy, Ph., Modélisation thermomécanique de la collision continentale. Thèse Université Paris XI, 200 p., 1986.
- Dempster, T.J., Uplift patterns and orogenic evolution in the Scottish Dalradian, J. Geol. Soc. London, 142, 111-128, 1985.
- Draper, G., and R. Bone, Denudation rates, thermal evolution and preservation of blueschist terrains, J. Geology, 89, 601-613, 1981.

England, P.C., Some thermal considerations of the alpine metamorphism - past, present and future, Tectonophysics, 46, 21-40, 1978.

England, P.C., and S.W. Richardson, The influence of erosion upon the mineral facies of rocks from different metamorphic environments, J. Geol. Soc. London, 134, 201-213, 1977.

England, P.C., and A.B. Thompson, Pressure-Temperature-time paths of regional metamorphism. I : Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust, J. Petrology, 25, 894-928, 1984.

Gillet, Ph., J. Ingrin and C. Chopin, Coesite in subducted continental crust : (P,T) history deduced from an elastic model, Earth Planet. Sci. Lett., 70, 426-436, 1984.

Gillet, Ph., Ph. Davy, M. Ballèvre and P. Choukroune, Thermomechanical evolution of a collision zone : example of the Western Alps, Terra Cognita, 5 399-404, 1985.

Gillet, Ph., P. Choukroune, M. Ballèvre and Ph. Davy, Thickening history of the Western Alps, Earth Planet. Sci. Lett., in press, 1986

Goffé, B., and B. Velde, Contrasted metamorphic evolutions in the thrust cover units of the Briançonnais zone (French Alps) : a model for the conservation of HP-LT metamorphic mineral assemblages, Earth Planet. Sci. Lett., 68, 351-360, 1984.

Goffé, B., Le faciès à carpholite-chloritoïde dans la couverture briançonnaise des Alpes ligures : un témoin de l'histoire tectono-métamorphique régionale, Bol. Soc. Geol. Ita., submitted.

Hodges, K.V., and L. Royden, Geothermometry and geobarometry of retrograded metamorphic rocks : an indication of the uplift trajectory of a portion of the Northern Scandinavian, J. Geophys. Res., 89, 1984.

Jaupart, C., J. Francheteau and X.J. Shen, On the thermal structure of the southern Tibetan crust, Geophys. J. R. astr. Soc., 81, 131-155, 1985.

Jaupart, C., and A. Provost, Heat focussing, granite genesis and inverted metamorphic gradients in continental collision zones, Earth Planet. Sci. Lett., , in press.

Kienast, J.R. and C. Rangin, Mesozoic blueschists and melanges of Cedros Island (Baja California, Mexico) : a consequence of nappe emplacement or subduction ? Earth Planet. Sci. Lett., 119-138, 1982.

Mattauer, M., and P. Tapponnier, Tectonique des plaques et tectonique intracontinentale dans les Alpes Franco-Italiennes, C. R. Acad. Sci., Paris, 287, 899-902, 1978

Mattauer, M., Subduction de lithosphère continentale, décollement croûte-manteau et chevauchement d'échelle crustale dans la chaîne de collision Himalayenne, C. R. Acad. Sci., Paris, 269, 481-486, 1983

Ménard, G. and F. Thouvenot, Ecaillage de la lithosphère européenne sous les Alpes Occidentales : arguments gravimétriques et sismiques liés à l'anomalie d'Ivrea, Bull. Soc. Geol. Fr., XXVI, 875-884, 1984

Molnar, P., Structure and tectonics of the Himalaya : constraints and implications of geophysical data. Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 12, 489-518.

Oxburgh, E.R., Flake tectonics and continental collision, Nature, 239, 202-204, 1972.

Oxburgh, E.R., and D.L. Turcotte, Thermal gradients and regional metamorphism in overthrust terrains with special reference to the Eastern, Schweiz. Miner. Petrogr. Mitt., 54, 641-662, 1974.

Oxburgh, E.R., Heterogeneous lithospheric stretching in early history of orogenic belts, in Process of mountain building, edited by HSU, Academic Press, 1983.

Richardson, S.W., and P.C. England, Metamorphic consequences of crustal eclogite production in overthrust orogenic zone, Earth Planet. Sci. Lett., 42, 183-190, 1979.

Royden, L., and K.V. Hodges, A technique for analyzing the thermal and uplift histories of eroding orogenic belts : a scandinavian example, J. Geophys. Res., 89, 7091-7106, 1984.

Rubie, D.C., A thermal-tectonic model for H-P metamorphism and deformation in the Sesia-Lanzo zone, Western Alps, J. Geol., 92, 21-36, 1984.

Silverstone, J., F.S. Spear, G. Franz and G. Morteani, High pressure metamorphism in the SW Tauern Window, Austria : P-T paths from Hornblende-Kyanite-Stauroilite schists, J. Petrology, 25, 501-531, 1984.

Silverstone, J., Petrologic constraints on imbrication, metamorphism and uplift in the SW Tauern Window, Eastern Alps, Tectonics, 7, 687-704, 1985.

Spear, F.S. and J. Selverstone, Quantitative P-T paths from zoned minerals : theory and tectonic application, Contrib. Mineral. Petrol., 83, 348-357, 1983.

Thompson, A.B., and P.C. England, Pressure-Temperature-time paths of regional metamorphism of the continental crust. II : their inference and interpretation using mineral assemblages in metamorphic rocks, J. Petrology, 25, 929-955, 1984.

Figure captions

Fig. 1 Evolution of the Western Alps

a) Present-time idealized cross section of the Western Alps
Five major units and their corresponding (P,T) evolution are distinguished. A: Ivrea zone. B: Sesia-Lanzo zone. C: Oceanic domain. D₁: Internal Penninic zone, Gran Paradiso massif. D₂: Internal Penninic zone, Dora Maira massif. E: External Penninic zone, Briançonnais zone. Available (P,T) evolutions and geochronological data are shown (After Gillet et al., 1986).

b) Possible kinematic evolution

The present time structure can be explained by the successive stacking-up of crustal and oceanic units. One can notice that the first units are rapidly stacked-up between 130-100 Ma while there exists a delay before the European continent is affected by thrusting.

Fig. 2 Thickening by underthrusting

Movement along the thrust fault ϕ brings instantaneously the "cold" unit 1 at the base of unit 2. Erosion restores the initial thickness. The uplift (P,T,t) path of a point A within unit 1 is presented, notice the temperature increase during uplift.

Fig. 3 Effect of the number of thrust units

Evolution of the geotherms and related uplift (P,T,t) paths for a crust thickened by the instantaneous stacking-up of 2, 3 or 4 units leading to the same amount of thickening. The units present the same initial geotherm but depending upon the level of decoupling the bottom temperature of each unit is different. This

leads to different uplift paths. The small dots on the (P,T,t) paths represent time intervals of 10 Ma and the larger dots represent time intervals of 50 Ma. The tick marks on the geotherms represent the successive (P,T) positions of the base of the thickened crust. The erosion rate is 1 mm/Y and the thermal parameters are $A = 1 \mu\text{W.m}^{-3}$, $Q_{\infty} = 30 \text{ m W.m}^{-2}$, and conductivity $1 \text{ W m}^{-2}\text{s}^{-1}$. For each unit and in the three cases one can follow the uplift (P,T,t) paths of three rocks from different depths within the unit located on a same vertical line before thickening. One can notice that the number and the thickness of the stacked units are important controlling parameters. Thickening by more than two units of small thickness (less than 30 km) leads to lower geothermal gradients and uplift (P,T,t) paths with smaller temperature increase when compared to a stacking of two units of 35 km thickness.

Fig. 4 Effect of a delay before the onset of erosion

Each diagram represents the (P,T,t) paths of rocks buried at a given depth (5, 27, 45, 63 km) in the case of an instantaneous stacking of 2 (solid lines), 3 (dashed lines) or 4 (solid/dashed lines) units. The diagrams on the left correspond to an uplift starting at the end of the thickening event while a delay of 20 Ma exists before uplift on the right figures. The uplift rate is 1 mm/Y and the thermal parameters and symbols are the same as in figure 3. Two basic effects are to be noticed. The time delay does not affect the temperature difference (ΔT) at a given level during uplift, due to a stacking of 3 or 4 units instead 2. The delay leads to higher temperatures prior to uplift and to higher maximum temperatures during uplift. Small and large dots represent respectively time intervals of 10 and 50 Ma.

Fig. 5 Relative positions of the successive thrusts

A same final stacking-up can be achieved by different modes. In an understacking fashion each new underthrust brings a new unit at the base of the pile. In an overstacking fashion each new unit is overthrust on the top of the pile. It must be noticed that the successive thrusts φ_1 , φ_2 , φ_3 can be more or less spaced in time. The final geometry of the pile is equivalent in the two cases.

Fig. 6 Effect of a time-delay between each underthrust

A pile of two instantaneously stacked-up units is eroded at a rate of 1 mm/Y. Path 3 corresponds to the uplift of a rock (situated in the middle of the lower unit) without any further underthrusting event. In path 1 and 2 underthrusting of a third unit at time $t_1 = 10$ Ma or $t_2 = 20$ Ma respectively after the onset of erosion has occurred. The shape of a given (P,T,t) path is sensitive to the tectonic evolution and records the tectonic events. However the screen effect played by the third unit is more efficient for a small time delay (less than 30-40 My).

Fig. 7 Geotherms and (P,T,t) paths related to the two tectonic evolutions of figure 5.

a) Overstacking

In this case the prograde path is different and leads to higher temperatures for the maximum experienced pressures. Notice also that whatever the position within the pile (at the exception of the upper unit) uplift path has a loop shape (i.e. uplift proceeds with temperature increase).

b) Understacking

It exists a delay of 10 MY between each thrust. ϕ_1 , ϕ_2 and ϕ_3 during which the previously stacked units are uplifted at a rate of 1 mm/Y. The underthrusting of a new unit is instantaneous. Notice that the existence of a delay leads to higher-temperatures during the prograde path when compared to the case of instantaneous stacking-up (fig. 3 and 4). Unit 1 and 2 present (P,T,t) paths with temperature decrease during decompression. The (P,T,t) path of units 3 shows a quasiisothermal uplift during half the uplift history while unit 4 undergoes a large temperature increase during uplift.

Same symbols and thermal parameters as in figure 3 and 4. For each unit the uplift (P,T,t) paths of two rocks from different depths prior to thickening are drawn.

Fig. 8 Effect of the temperature at the top of the underthrust unit

a) An initial stacking up of two units (1 and 2) is eroded at a constant rate (1 mm/Y). Following the initial underthrusting a third unit (3) is underthrust 10 or 20 Ma later. Due to the geometry of the thrust itself, temperature at the top of unit 3 varies and unit 2 depending on the position will see different temperatures at its base ($T_2 > T_1 > T_0$).

b) Calculated (P,T,t) paths for the uplift of samples belonging to unit 2 and buried at depth 40 and 50 km. The dotted paths correspond to uplift without underthrusting of unit 3. The full line paths correspond to a temperature $T_0 = 0^\circ$ at the top of unit 3 and the dashed paths to a temperature of T_1 (= half the temperature at the base of unit three before thrusting)

Same symbols and thermal parameters as in figure 3.

Fig. 9 Thermal effects of a non instantaneous thrusting

A, B and C are points along the thrust plane. The geotherms along vertical passing through this points are presented. Dashed lines are the geotherms prior to thrusting. Full lines represent the geotherms for the present situation (see text for further comments).

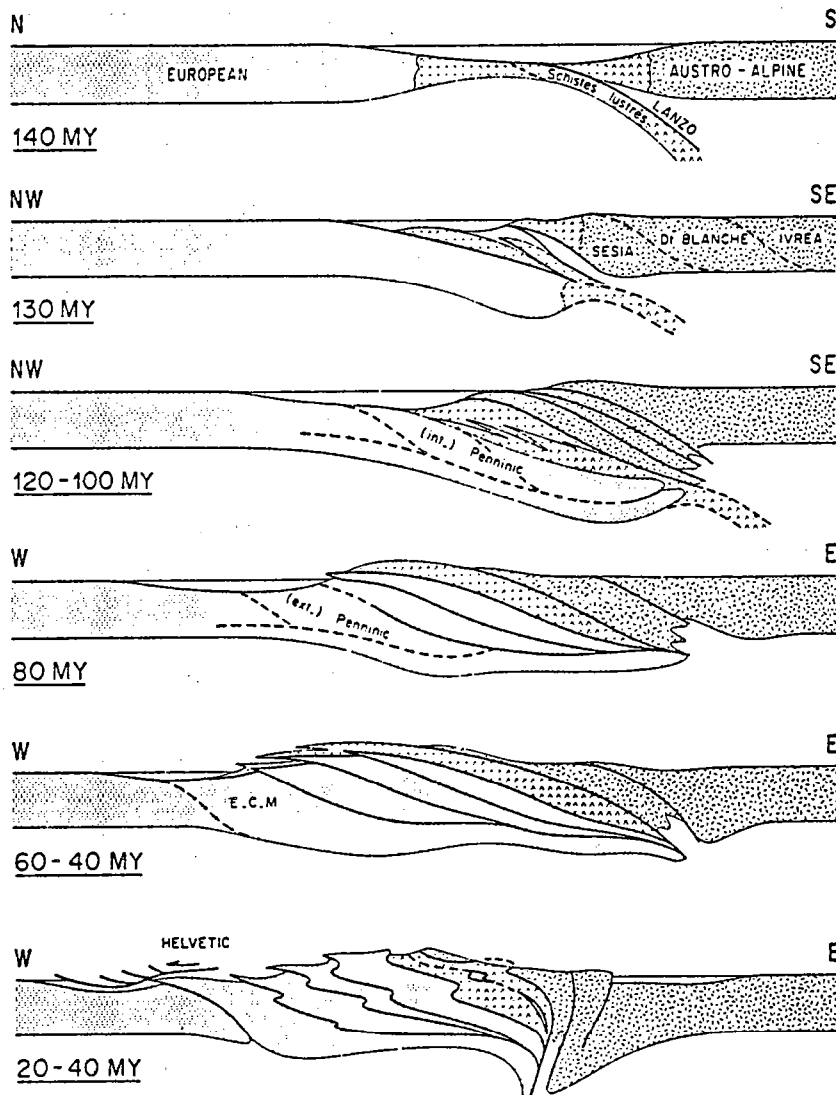
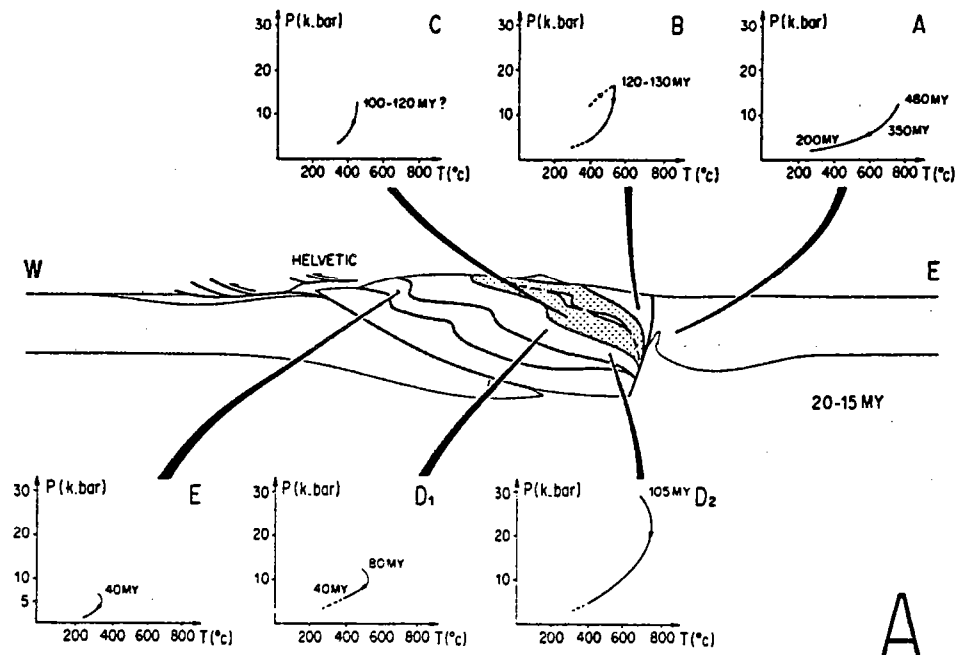


Fig. 1

B

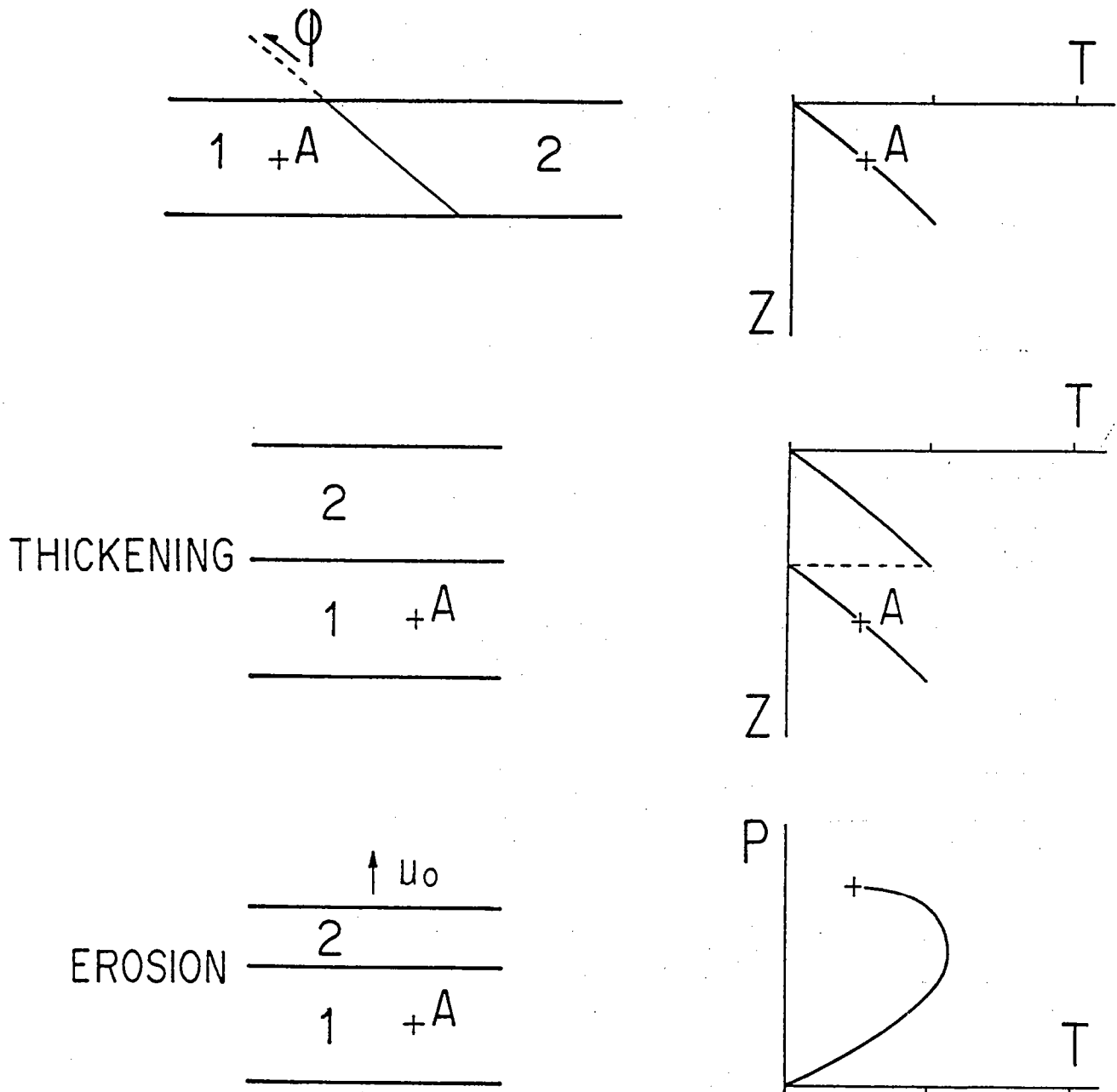


Fig. 2

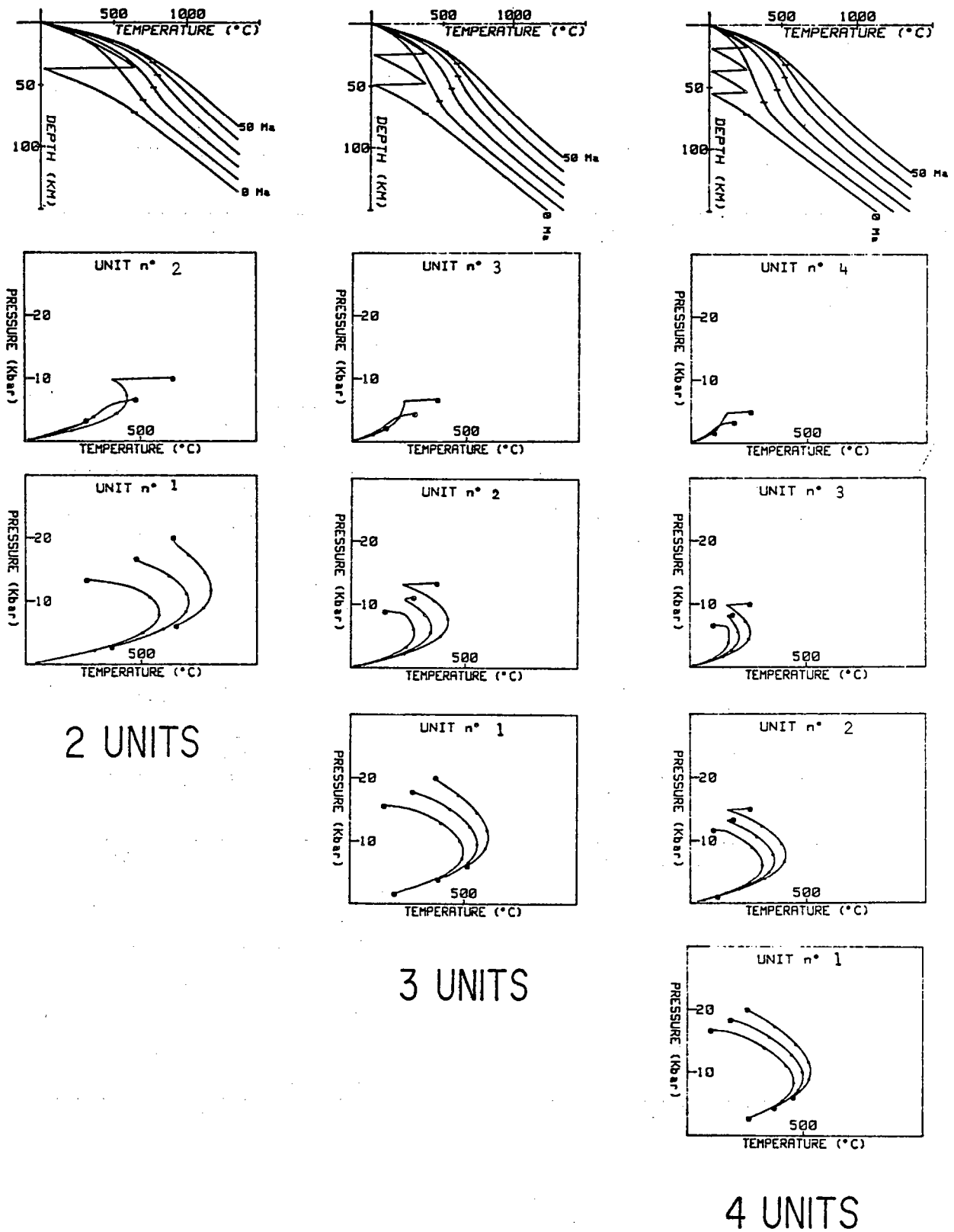
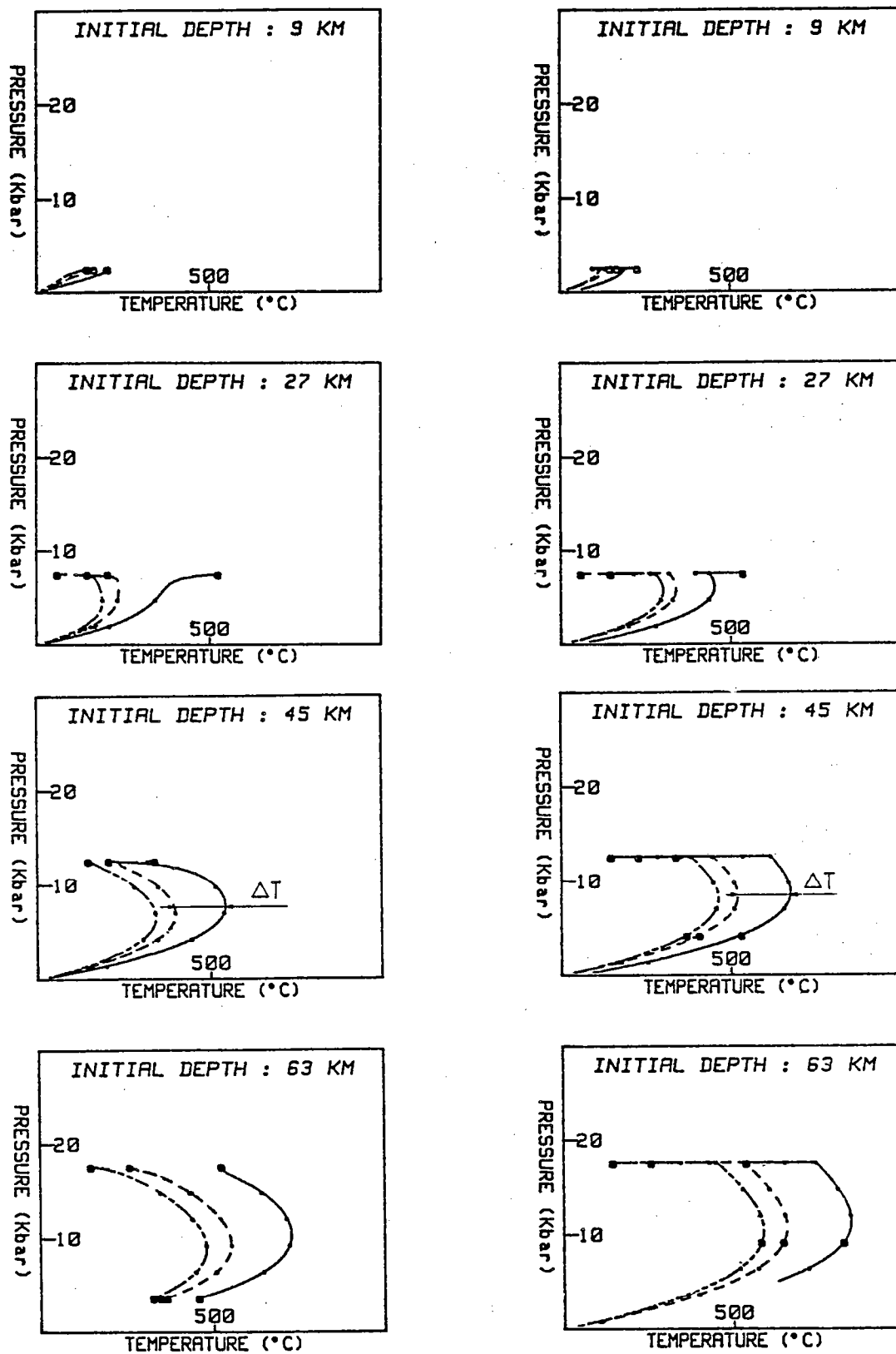
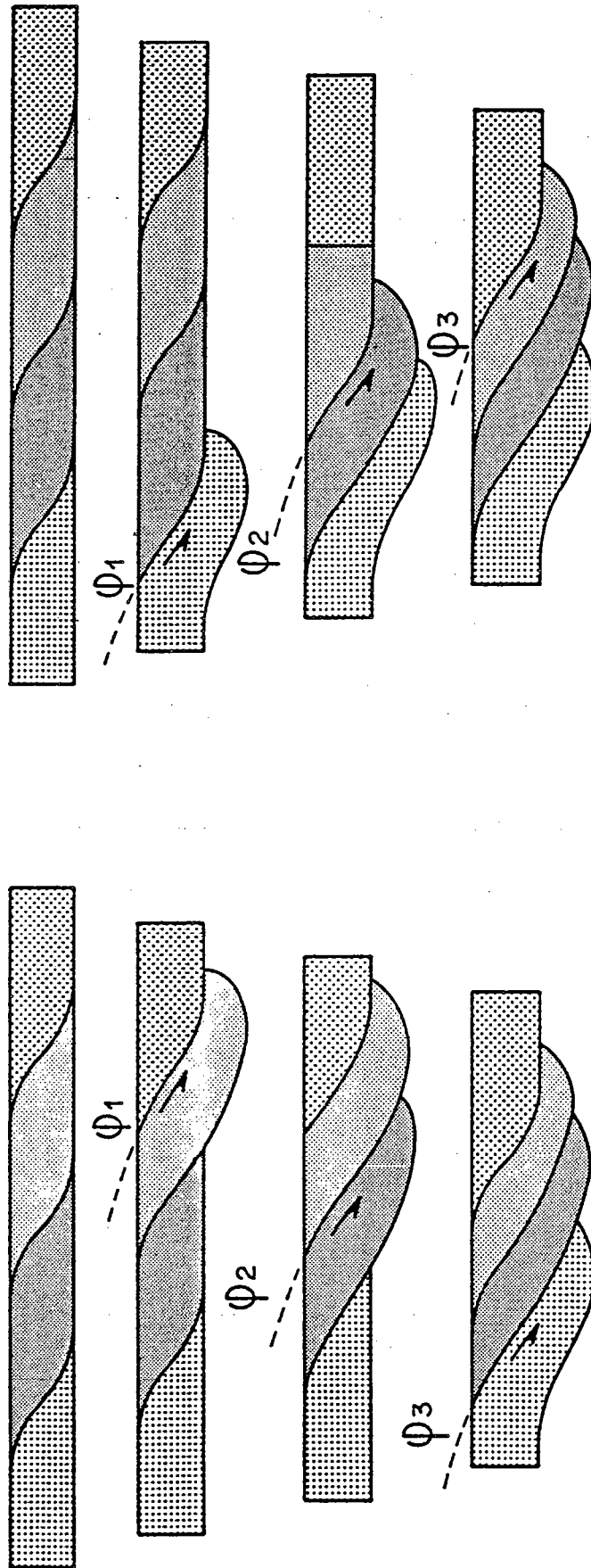


Fig. 3



- · - · - stacking of 4 units
 - - - - - stacking of 3 units
 - - - - - stacking of 2 units

Fig. 4



Overstacking

Understacking

Fig. 5

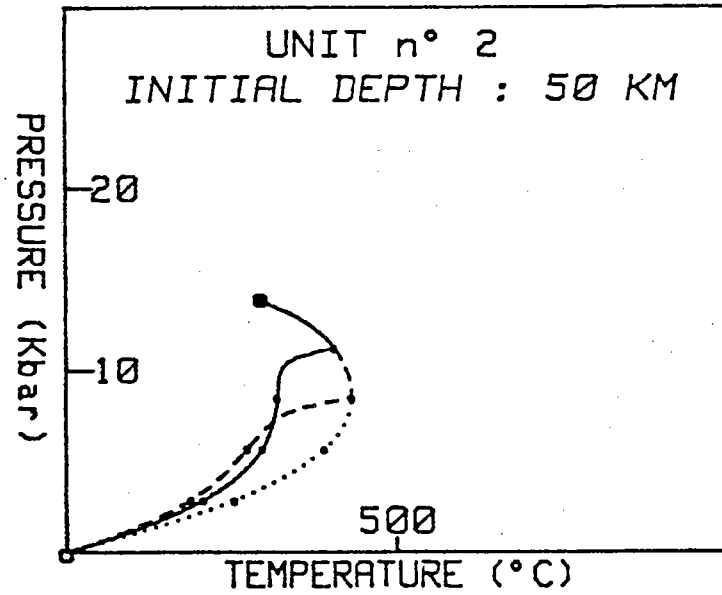
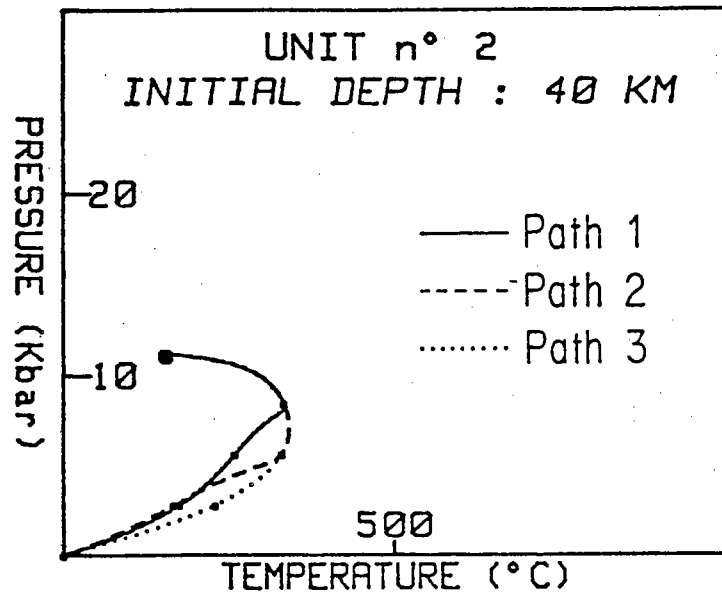


Fig. 6

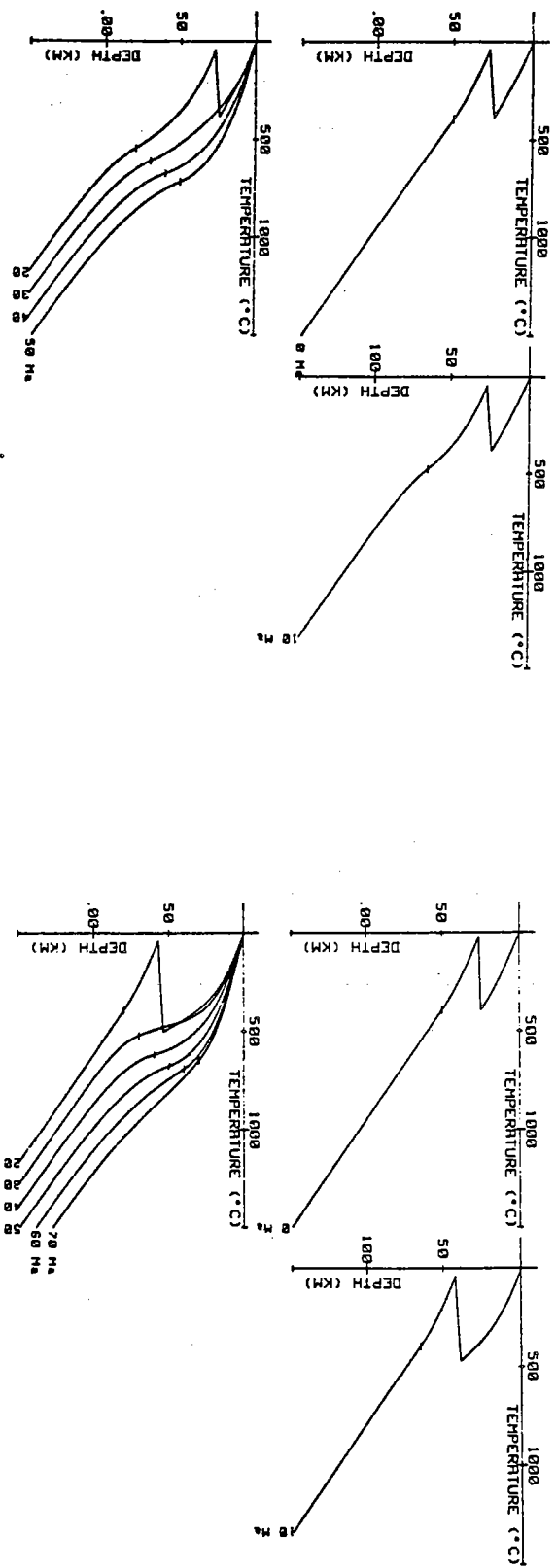
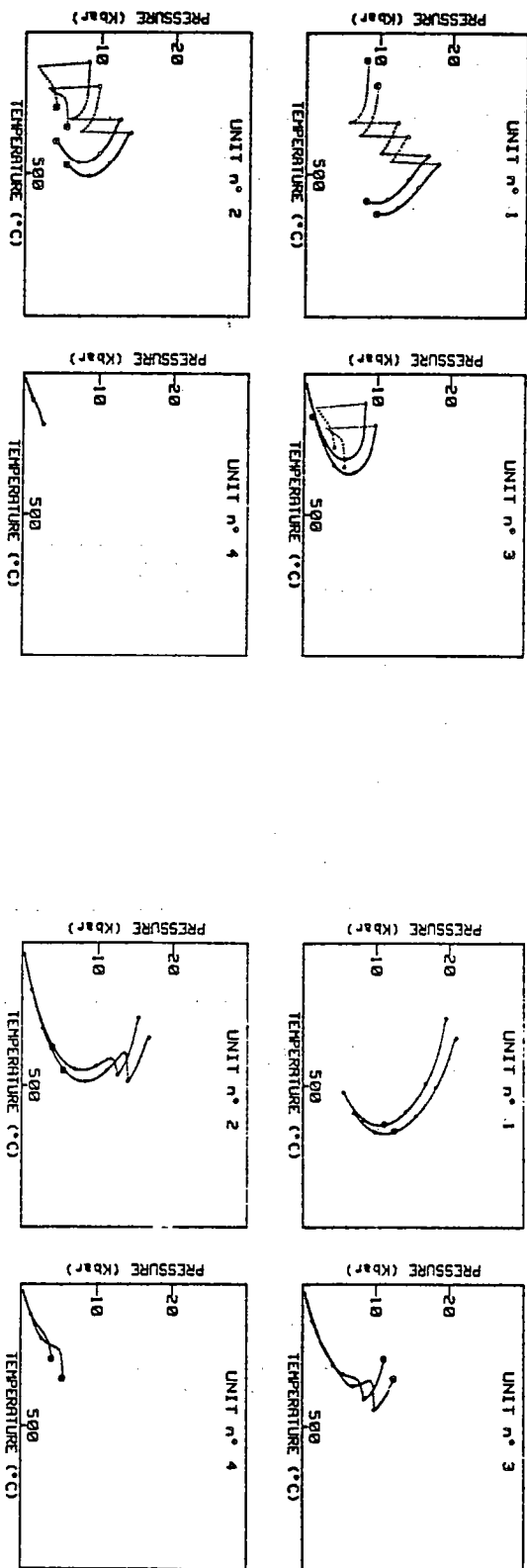
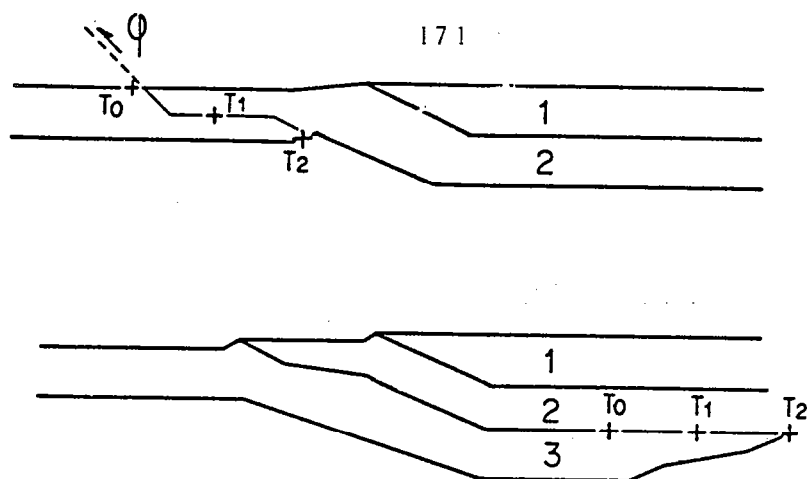


Fig. 7

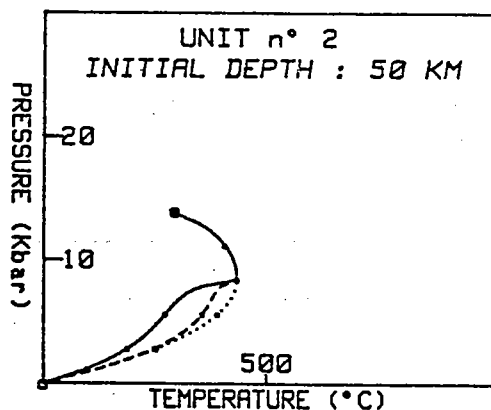
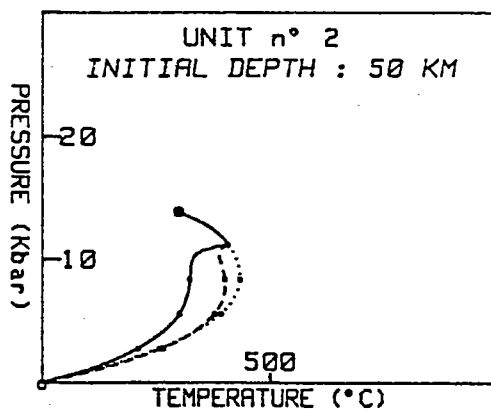
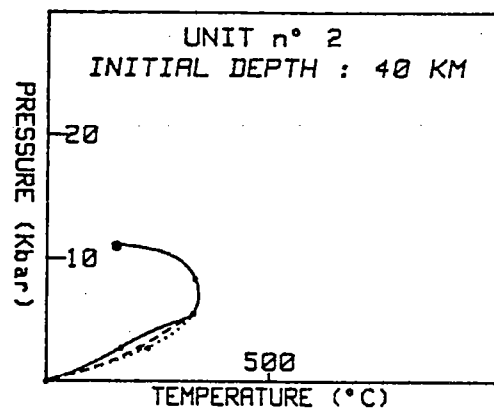
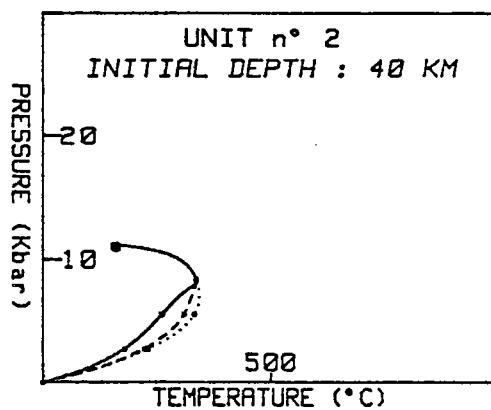


A

B



A



B

Fig. 8

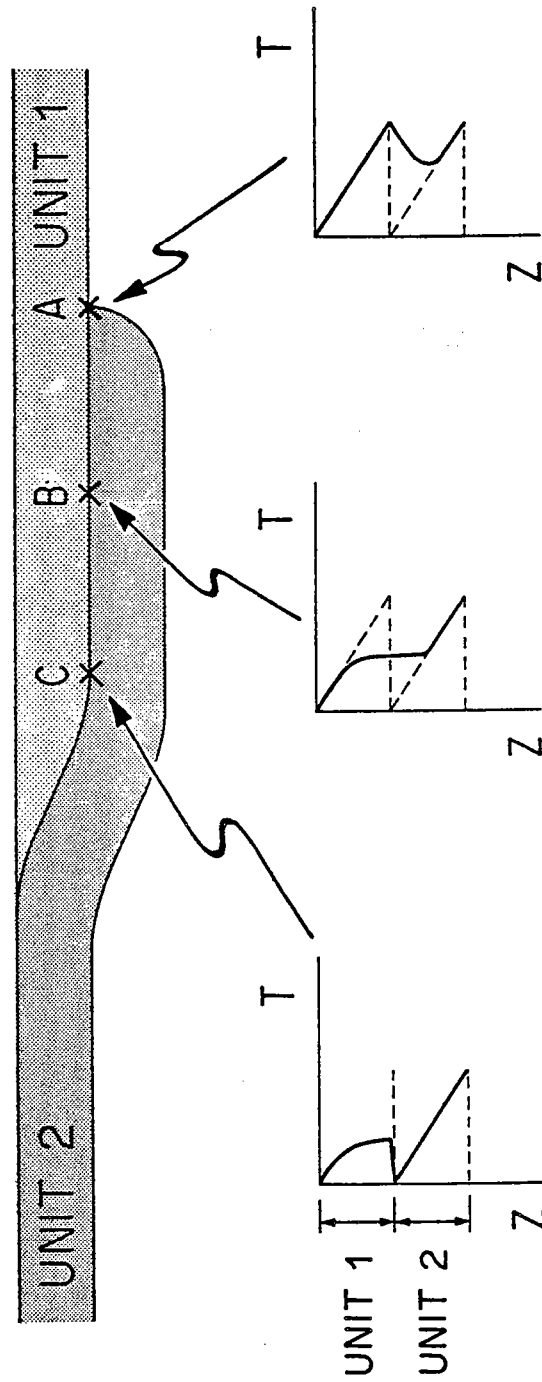


Fig. 9

APPENDICE 3

THERMOMECHANICAL EVOLUTION OF A COLLISION ZONE:
THE EXAMPLE OF THE WESTERN ALPS.

Gillet Ph., Davy Ph., Ballèvre M. and Choukroune M.
Terra Cognita, 5: 399-404

APPENDICE 3

Un modèle d'évolution des Alpes Occidentales est proposé. Les données structurales, métamorphiques et géochronologiques dans les unités majeures sont prises en compte pour contraindre les processus d'épaississement. Les stades successifs de l'histoire de la collision sont corrélées avec l'évolution thermique: la paléomarge Africaine était déformée au début de la collision juste après l'obduction de la croûte océanique. après les stades initiaux, l'épaississement par chevauchements affecte de plus en plus les domaines externes de la plaque européenne. Enfin, la déformation de toute la pile est reliée à une rééquilibration thermique de toute la croûte épaissie. La chaîne Alpine est un bon exemple de zone de collision où les interactions des effets thermiques et mécaniques peuvent être abordés de façon quantitative.

THERMOMECHANICAL EVOLUTION OF A COLLISION ZONE : THE EXAMPLE OF THE WESTERN ALPS

by Ph. Gillet, Ph. Davy, M. Ballèvre and P. Choukroune

Aim and method

THE Alpine chain is probably a unique example of collision belt as it offers the *greatest amount* of geological data of various kinds including a general plate-tectonic setting and detailed regional structural, petrological and stratigraphical data. This imposes important constraints on *possible models* of evolution and so improves our understanding of mountain-building processes.

We propose in this short discussion to reconstruct a possible evolution for the western Alps by combining both structural and petrological data. The model proposed raises questions about the interaction between thermal and mechanical processes as advocated by many authors (Caby *et al.*, 1978; Rubie, 1984; Caron, 1984; Choukroune *et al.*, 1984; Goffé and Velde, 1984). Our purpose is to explore these interactions through simple numerical experiments in order to test structural and petrological records.

In the Alps, we have four types of data at our disposal :

- 1) The present structure results from the stacking up of different tectonic units as seen by field geology and geophysical prospecting.
- 2) Structural data allow the determination of the kinematics (displacements, strain and motion) during orogeny.
- 3) Petrological data give us, firstly, the successive *P-T* conditions during the metamorphic evolution and, secondly, the prevailing *P-T* conditions during the deformation history.
- 4) Major tectonic events can be dated using relative and absolute geochronological data.

In the most favourable situation, all types of data are available in each major tectonic unit, thus allowing to construct the *P-T* vs time and motion histories.

For our purpose, we have constructed a unique idealized present-time E-W cross-section. We have reported on this cross-section available paths (fig. 1). It can be seen that major crustal discontinuities (thrust faults) separate five major structural units

which have undergone different deformation and metamorphic evolution of the Austro-alpine (African) Sesia-Lanzo zone with that of the internal part of the European paleomargin, but would stress the major differences between these two units.

The Sesia-Lanzo zone is one of the best preserved example of regional eclogitic metamorphism. The major deformation occurred under eclogitic conditions ($P = 16-18$ kbar, $T = 550^{\circ}\text{C}$) (Lardeaux *et al.*, 1982), at an early stage of the collision history (120-130 my BP) (Oberhaensli *et al.*, 1982; Carpena, 1984; Hy, 1984). We have proposed to relate this deformation to a north-westward thrusting of the Sesia-Lanzo zone (Choukroune *et al.*, 1984).

The internal part of the European paleomargin has also been submitted to high pressure-low temperature conditions, as shown by eclogitic relicts (Compagnoni and Lombardo, 1974) and by the recent discovery of mineral parageneses implying pressures up to 25 to 30 kbar (Chopin, 1984; Gillet *et al.*,

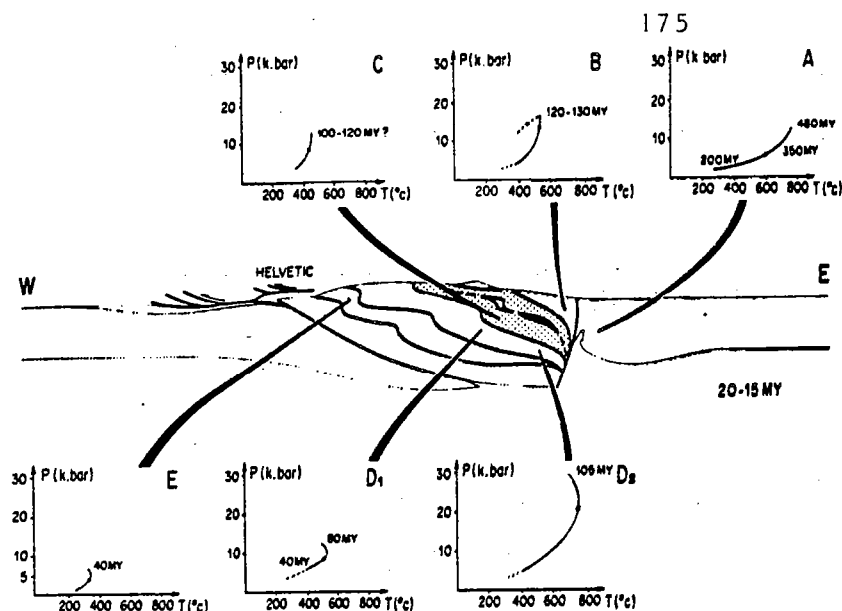


Fig. 1. Present-time idealized E-W cross section of the Western Alps. Five major units and their corresponding P - T vs time evolution are distinguished. A: Ivrea zone (Zingg, 1983). B: Oceanic domain (Ernst, 1981). D1: Internal Penninic zone, Gran Paradiso massif (Ballèvre, in prep.). D2: Internal Penninic zone, Dora Maira massif (Chopin, 1984). E: External Penninic zone, Briançonnais zone (Goffé and Velde, 1984).

1984). This HP event has been dated at approximately 105-110 my BP (Chopin and Monié, 1984; Chopin and Monié, pers. comm.). This unit shows, however, essentially retromorphic associations ($P = 6-8$ kbar, $T = 400-450$ °C) which developed during the major deformation event, at later stages of the collision history (80-40 my BP)

(Chopin and Maluski, 1980; Carpena, 1984). This event is clearly related to the westward thrusting of the nappes.

The previous discussion shows clearly that different units record different P - T vs time paths which must be tackled in terms of thermomechanical evolution of a thickening crust.

A proposed kinematic evolution

Taking into account the observed geometrical relationships between the different units in the Alps, the timing of the different thrusting event and the depth (pressure estimate) of each unit at a given time, we propose the following collision history as shown on figure 2.

The history of crustal thickening starts in the oceanic domain which appears to be the first zone of weakness. The deformation is then propagating inwards the African plate where the main Austroalpine units become individualized, around 120 my. After 90 my, the evolution is intralithospheric and characterized by westward displace-

ments associated with thrusting. Processes of crustal stacking affect more and more external areas of the European plate. At each stage, the localization of the decoupling zone between the different units occurs along different preexisting mechanical interfaces. We suggest that the first thrust in the oceanic domain was propagating through the crust and the under-oceanic mantle to the lithosphere-asthenosphere limit. The Lanzo massif represents certainly the originally deepest material involved in the Alpine history. Then, as it is shown by the large occurrence of granulitic rocks in the Austroalpine units, the main decou-

pling zone follows the Moho discontinuity.

In the European basement, the stacking concerns only the upper part of the continental crust, above the lower limit of the amphibolite facies. The interface between the Hercynian basement and the Mesozoic cover is largely used during the latest events in the external zones, as shown by the occurrence of large decollement (Helvetic nappes).

Before discussing the main thermal and mechanical problems, we would like to make the following concluding remarks:

- 1) Thickening of the crust is a non-instantaneous process which can occur over long periods of time and proceeds by elementary underthrusting events (Mattauer, 1983; Ménard and Thouvenot, 1984).
- 2) Contrasting P - T vs time paths are associated with different deformation histories from one unit to the other.
- 3) The persistence of low geothermal gradients (high pressure-low temperature metamorphism) in the thickened crust has to be related to migration of thrusting from the African plate (the overriding continent) to the European plate (the overthrust continent). The later folding of the entire crustal stacking wedge has to be related to the relaxation of these gradients (greenschist overprint).

Crustal thickening by progressive stacking up of tectonic units

To reconstruct the overall evolution we had only to fit together structural, pressure and timing data. However, if true, such a geological evolution imposes also a specific thermal evolution within each major tectonic unit, which is in fact recorded by each P - T vs time path. This leads us to treat numerically the thermal evolution as that of crust thickening by succes-

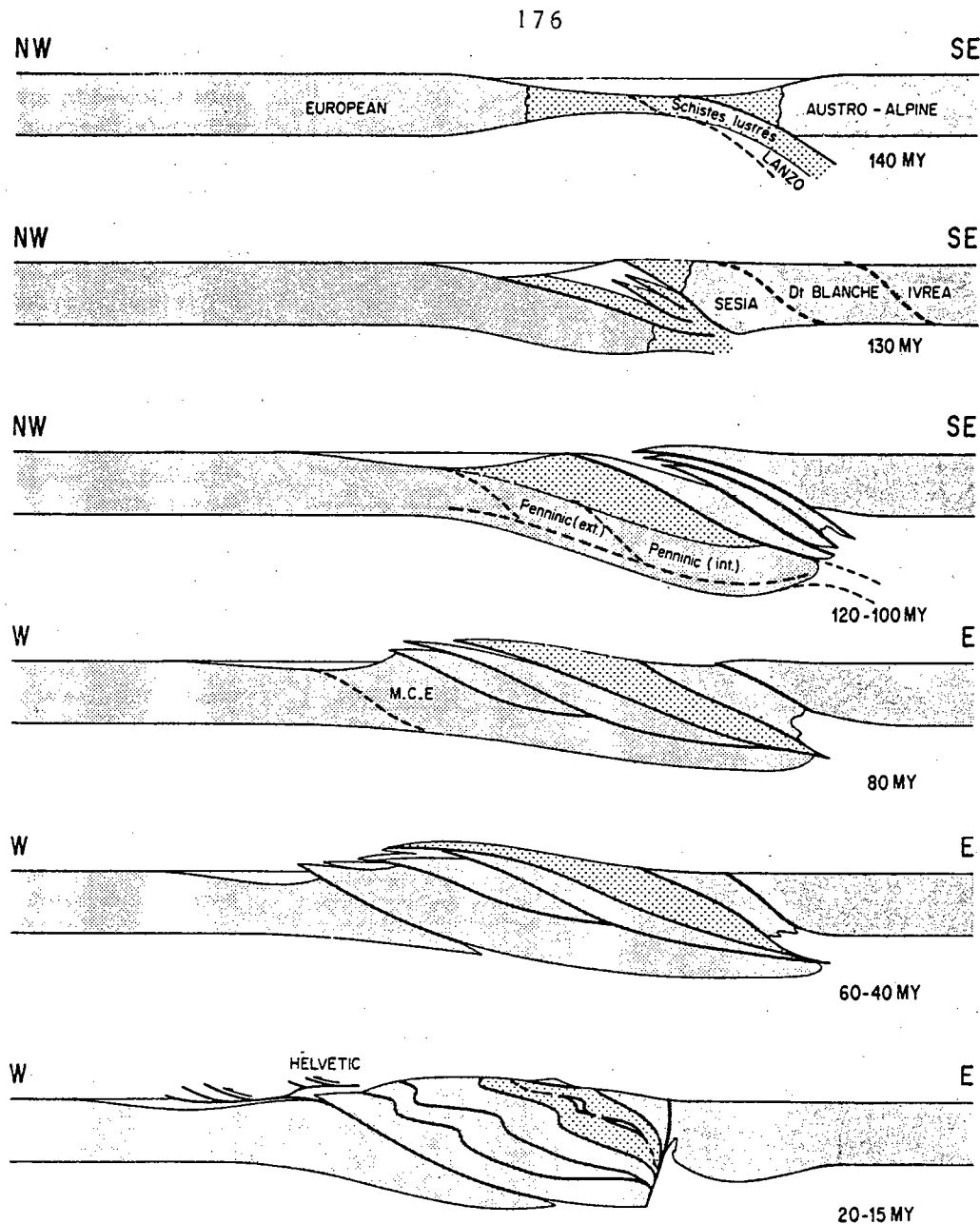


Fig. 2. Possible kinematic evolution of the Western Alps. The model proposed takes into account the vertical and horizontal component of motion as deduced from structural and petrological data.

sive underthrusting of flakes of continental crust (Mattaue, 1983). The aim of the numerical experiments is to establish the thermal evolution associated with the model deduced from geological reasoning. Results obtained are then used to constrain the geological model (Davy and Gillet, in prep.).

Our approach is based on the pioneering work of Oxburgh and Turcotte (1974) which has been recently extensively refined by

Rubie (1984) and England and Thompson (1984). Our computer programme permits to improve the role of parameters and the thermal properties of the different units, the duration of their underthrusting, the erosion rate and the time interval between each underthrusting event. We do not want to discuss here problems linked to the choice of the thermal parameters involved, but rather show the thermal effects linked to the structu-

ral evolution of the collision belt. Therefore, all diagrams are presented without temperature and pressure scales. They are however comparable in that dimensionless scales are identical.

1. *P-T* vs time paths of the different units and their relative position within the crustal accretionary prism

A) A first set of simulations (fig. 3) shows the thermal evolution

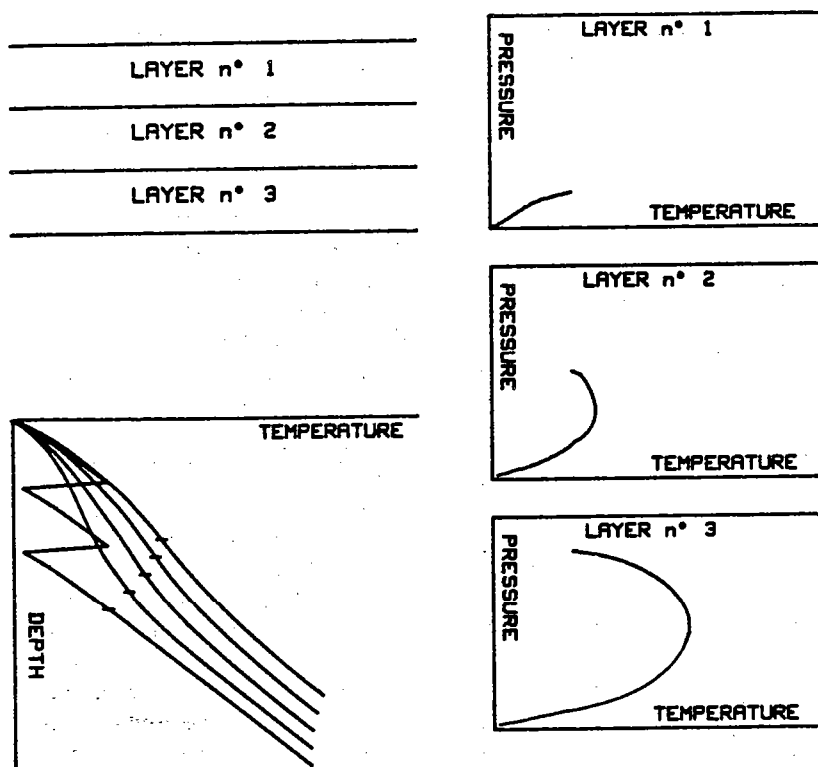


Fig. 3. Geotherms and P - T vs time paths in a crust thickened by the instantaneous stacking up of three units followed by constant rate erosion. The shape of the different P - T vs time paths depends on the structural position of the unit. The temperature increase in the intermediate unit is counteracted by the screen effect due to the third underthrust unit. The thermal parameters involved in the computation (thermal diffusivities, heat mantle flux, radiogenic heat generation, erosion rate) are mean values of the one expected in geological processes. The parameters are held constant throughout the study (fig. 4, 5, 6) in order to investigate the effect of the tectonic processes on the thermal evolution. Dimensionless scales are used.

of a crust thickened by the instantaneous stacking up of three units followed by uplift at a rate of 1 mm/y. The main effect to be noticed is the persistence of low temperature within the intermediate unit (compared with the two-units case).

Moreover, the shapes of the P - T vs time paths depend on the structural position of the unit and result from the competition between three effects, namely:

- heating due to the upper units of the pile (cover effect)
- cooling by the lowest units (screen effect)
- cooling associated with erosion.

B) Role of the number of thrust-ed units

P - T vs time paths of different units in the case of a crust thickened by 2, 3 or 4 units are presented on figure 4. The addition of the third and fourth units of the crustal pile reduces the temperature increase in the units comprised between the uppermost and lowermost units.

The effects presented above account for a more efficient preservation of the high pressure-low temperature metamorphism

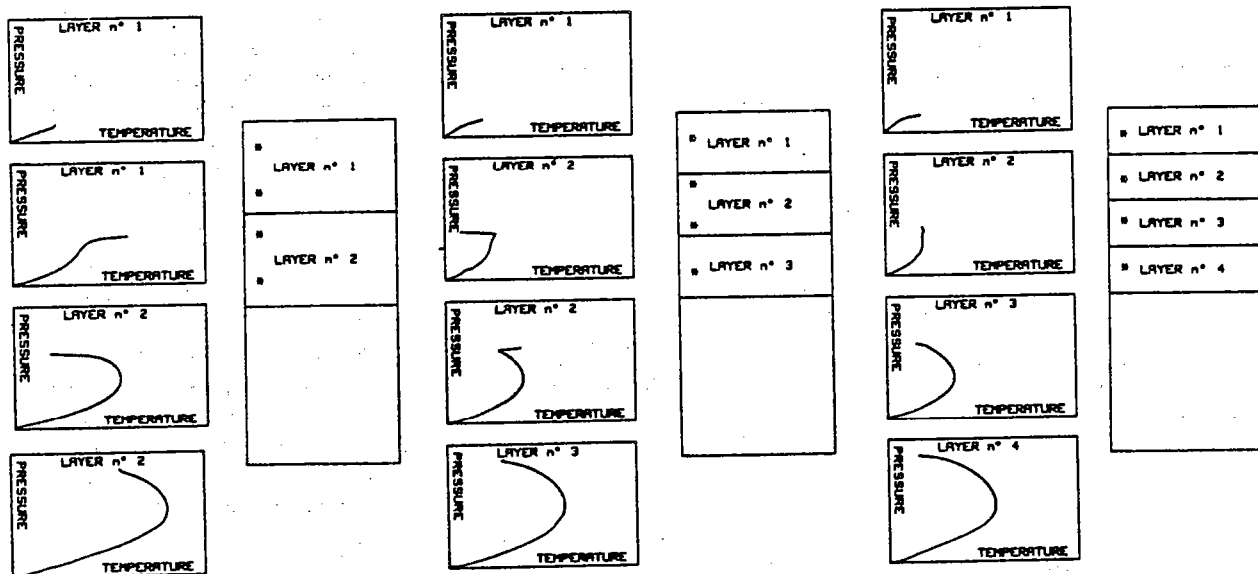


Fig. 4. Role of the number of thrust-ed units. The same amount of thickening is produced by the instantaneous underthrusting of 2, 3 or 4 units. The P - T vs time paths for points (*) at the same depth within the crustal pile are presented for the three models. For each model, the decoupling of the units has occurred at the same level within the initial crust (each unit has thus the same thickness and the same thermal structure). The difference in P - T evolution (erosion at a same constant rate) is controlled by the number of units involved.

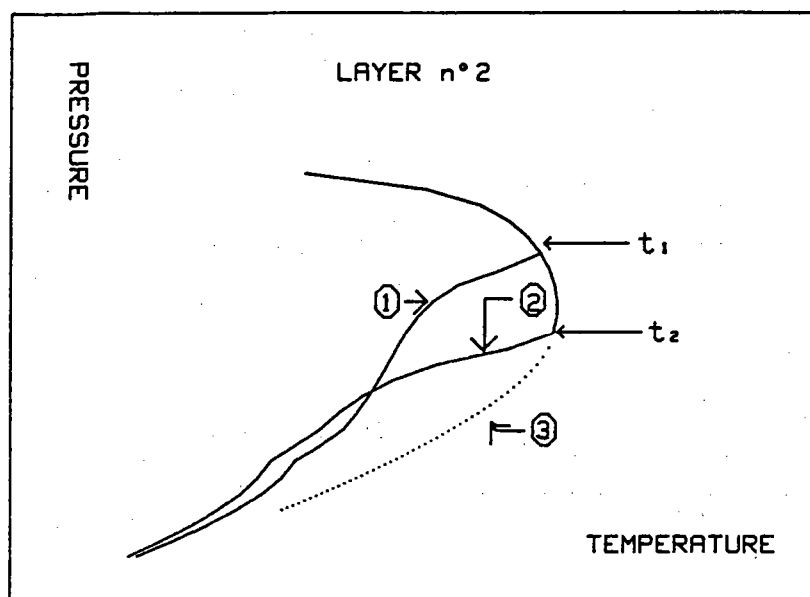


Fig. 5. Effect of the time interval between each underthrust. Geological data imply significant time intervals between the emplacements of some of the major tectonic units. A stack of two units is eroded at constant rate. Path 3 corresponds to uplift by erosion of a point (situated in the middle of the lower unit) without any further underthrusting event. In paths 1 and 2, underthrusting of a third unit at time t_1 or t_2 ($t_2 > t_1$) after the beginning of the uplift has occurred.

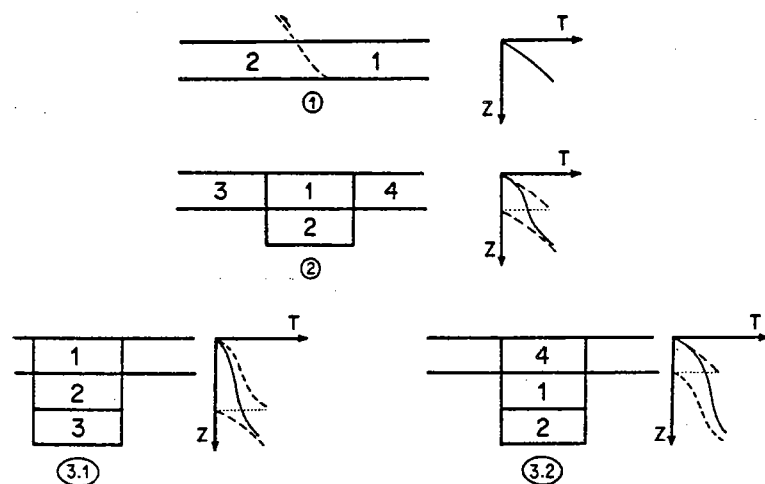


Fig. 6. Relative position of the successive thrusts. 1. Initial crust and geotherm. 2. First underthrusting and slightly relaxed geotherm (full line); the dashed lines represent the geotherm just at the end of instantaneous underthrusting. 3.1. Underthrusting event of a more external unit: the intermediate unit will be further cooled (screen effect). 3.2. Underthrusting of an internal unit: the intermediate unit will be heated (cover effect).

in the intermediate units (oceanic domain, Sesia-Lanzo zone).

2) Tectonic control of the thermal evolution

The emplacement of different units within a collision zone is not instantaneous: the under-

thrusts are spaced in time and can operate during a certain time interval. Moreover the thermal evolution is also controlled by the relative position of the different thrust planes.

A) Delay between each underthrust and low underthrusting rates

The shape of the different P - T vs time paths depends on the time delay between two successive thrusts during which the thermal perturbation can relax. Figure 5 shows that the shorter the delay is, the more efficient the screen effect will be.

For low rate of underthrusting, thermal reequilibration can also occur during thickening, leading to both temperature and pressure increase.

B) Relative position of the successive thrusts

At the end of the first underthrust we have three possibilities for the next underthrust (fig. 6) which each leads to different thermal evolutions. For instance, in case 3.2 (fig. 6), the overthrusting of a more internal unit on the first stacked units counteracts the screen effect of the first underthrust unit in the intermediate unit. In case 3.1 (fig. 6) the overthrusting of the first stacked units onto more external units leads to a more active screen effect in the whole pile.

C) Thickening and erosion rate

The pressure decreasing of the (P - T - t) paths depends on the erosion rate during progressive crustal thickening. This erosion rate is one of the least constrained parameter, but mean values can be deduced from petrochronological data. One can imagine that erosion will start by isostatic reequilibration as soon as the crust is thickened. However, as suggested by England and Richardson (1979), the eclogite-forming reactions greatly decrease the buoyancy forces, and this inhibits the action of erosion as long as the eclogite rocks exist. If crustal stacking is rapid (low time delay between each underthrust), low geothermal gradients can be maintained within the resulting crustal accretionary prism for a relatively long time. The eclogitic assemblages can persist therefore as long as the crust is thickening and the erosion rate approaches zero. Such an effect could account for the unusual important burial depth undergone by certain units in the Western Alps (Dora-Maira).

We have discussed the effects of major parameter, assuming mean thermal properties.

The role of the latter were recently discussed in detail by England and Thompson (1984).

in the history of the crustal flakes stacking up, explaining the more or less efficient greenschist overprint.

The Western Alps : a two-stage metamorphic evolution controlled by the tectonic evolution

The alpine history is classically divided in two major metamorphic events. The first one (eo-alpine event) is characterized by the development of eclogitic parageneses of Cretaceous age (Sesia-Lanzo zone, Oceanic domain, Gran Paradiso). The second one (alpine s.s.) is defined by a greenschist overprint of the previous units and a low-grade blueschist event in the external units imposed about 40 my. ago.

The contrasted *P-T* vs time paths between the Sesia-Lanzo zone and the Gran Paradiso (fig. 2) result from :

– the rapid stacking up of the

first four units (from 140 to 80 my) which prevents by screen effect the thermal reequilibration within Sesia-Lanzo zone during its uplift ;

– the delay of 40 my before the underthrusting of the Briançonnais zone (s. 1) under the Gran Paradiso permitting a slight temperature increase in this unit and thus a more efficient greenschist overprint. During this underthrusting event the Briançonnais zone undergoes a low-grade blueschist metamorphism.

The two stage thermal evolution is controlled by a time delay

Conclusion

It has been shown that the thermal evolution of a given tectonic unit is controlled by its tectonic evolution. We have tried to generalize this approach to the whole Western Alps. It appears that, from simple numerical experiments all other parameters fixed, the contrasted metamorphic evolution in the Western Alps can be tackled in terms of progressive underthrusting of successive units. The underthrusting of the units accounts for the high pressure-low temperature metamorphism while the time delay between each underthrust explains the more or less efficient greenschist overprint.

References

- Caby R., Kienast J.R., Saliot P., 1978. Structure, métamorphisme et modèle d'évolution tectonique des Alpes occidentales. *Rev. Géol. Dyn. et Géog. Phys.*, **20**, 307-322.
- Caron J.M., 1984. The diversity of geodynamic regimes leading to high-pressure low-temperature metamorphism (Western Alps and Corsica). *Terra cognita*, **4**, 39-43.
- Carpina J., 1984. Contribution de la méthode des traces de fission à l'étude des Alpes franco-italiennes : relation tectonique-métamorphisme. Thèse doctorat d'Etat, Paris XI, 208 p.
- Chopin C., Maluski H., 1980. $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating of high pressure metamorphic micas from the Gran Paradiso area (Western Alps) : evidence against the blocking temperature concept. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **74**, 109-122.
- Chopin C., 1984. Coesite and pure pyrope in high grade blueschists of the western Alps : a first report and some consequences. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **86**, 107-116.
- Chopin C., Monié P., 1984. A unique magnesiochloritoid-bearing, high-pressure assemblage from the Monte Rosa, Western Alps : petrologic and $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ radiometric study. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **86**, 388-398.
- Choukroune P., Ballèvre M., Cobbold P.R., Gautier Y., Merle O., Vuichard J.P., 1984. Deformation and motion in the Western Alpine. Submitted to *Geology*.
- Compagnoni R., Lombardo B., 1974. The alpine age of the Gran Paradiso eclogites. *Ren. Soc. Ita. Min. Pet.*, **30**, 223-237.
- England P.C., Thompson A.B., 1984. Pressure-temperature-time paths of regional metamorphism. I: Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust. *J. Petrol.* (in press).
- Ernst W.G., 1981. Petrogenesis of eclogites and peridotites from the Western and Ligurian Alps. *Am. Mineral.*, **66**, 443-472.
- Gillet Ph., Ingrin J., Chopin C., 1984. Coesite in subducted continental crust : (*P-T*) history deduced from an elastic model. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **70**, 426-436.
- Goffé B., Velde B., 1984. Contrasted metamorphic evolutions in the thrust cover units of the Briançonnais zone (French Alps) : a model for the conservation of HP-LT metamorphic mineral assemblages. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **68**, 351-360.
- Hy C., 1984. Métamorphisme polyphasé et évolution tectonique dans la croûte continentale écloogitisée : les séries granitiques et pélitiques du Mont Mucrone (zone Sesia-Lanzo, Alpes italiennes). Thèse 3^e cycle, Paris VI, 198 p.
- Lardeaux J.M., Gosso G., Kienast J.R., Lombardo B., 1982. Relations entre le métamorphisme et la déformation dans la zone Sesio-Lanzo (Alpes occidentales) et le problème de l'écloogitisation de la croûte continentale. *Bull. Soc. Géol. France*, **7**, 793-800.
- Mattauer M., 1983. Subduction de lithosphère continentale, décollement croûte-manteau et chevauchement d'échelle crustale dans la chaîne de collision himalayenne. *Acad. Sci. Paris, Compte rendu*, **269**, 481-486.
- Ménard G., Thouvenot F., 1984. Ecaillage de la lithosphère européenne sous les Alpes occidentales : arguments gravimétriques et sismiques liés à l'anomalie d'Ivrea. *Bull. Soc. Géol. France*, **XXVI**, 875-884.
- Oberhaensli R., Hunziker J.C., Martinotti G., Stern W.B., 1983. Mucronites : an example of Eo-alpine eclogitization of Permian granitoids, Italy. *Terra cognita*, **2**, 325.
- Oxburgh E.R., Turcotte D.L., 1974. Thermal gradients and regional metamorphism in overthrust terrains with special reference to the Eastern Alps. *Schweiz. Mine. Petro. Mitt.*, **54**, 641-662.
- Richardson S.W., England P.C., 1979. Metamorphic consequence of crustal eclogite production in overthrust orogenic zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **42**, 183-190.
- Rubie D.C., 1984. A thermal-tectonic model for H-P metamorphism and deformation in the Sesia-Lanzo, Western Alps. *J. Geol.*, **92**, 21-36.
- Zingg A., 1983. The Ivrea and Stona-Ceneri zones (Southern Alps, Tiano and N-Italy) : a review. *Schweiz. Mine. Petro. Mitt.*, **63**, 361-392.

CHAPITRE 5

EVOLUTION THERMIQUE ET MECANIQUE DANS LES ZONES A CROUTE EPAISSIE:

*De la Tectonique tangentielle aux réajustements
gravitaires à l'échelle de l'orogène.*

CHAPITRE 5

EVOLUTION THERMIQUE ET MECANIQUE

DANS LES ZONES A CROUTE EPAISSIE

De la tectonique tangentielle aux réajustements gravitaires à l'échelle de l'orogène

Les mécanismes d'épaississement dans les orogènes ont été discutés dans les chapitres précédents. D'après les données structurales sur les chaînes de montagne et les expériences analogiques réalisées au chapitre 3, il semble que l'épaississement crustal se fasse soit par propagation de chevauchements (mode 1 appelé tectonique tangentielle) soit par une déformation homogène à l'échelle crustale (mode 2). Les modèles analogiques ont montré que le passage d'un mode à l'autre était essentiellement fonction de la rhéologie de la lithosphère et donc de sa structure thermique. L'évolution thermique pendant le surépaississement crustal peut permettre des passages d'un mode à l'autre au cours de la déformation. La déformation associée au mode 1 est essentiellement hétérogène localisée dans des zones étroites à l'échelle crustale. La déformation associée au mode 2 doit être plus homogène à l'échelle crustale et est donc caractérisée par une foliation verticale. Dans tous les cas, le métamorphisme associé à ces événements tectoniques est de type Haute Pression - Basse Température (du faciès Schiste Bleu au faciès Eclogite).

Or, la déformation et le métamorphisme dans les chaînes de montagne ne suivent pas toujours les schémas précédents. Il existe, en effet, des zones (les domes thermiques en particulier) qui présentent un métamorphisme haute Température - Basse Pression et une déformation à foliation verticale en générale ductile. Un tel métamorphisme n'est pas sans rappeler le métamorphisme des zones en extension. La géométrie et "l'aspect extensif" de cette déformation peuvent faire penser à la répartition des contraintes gravitaires consécutives à un épaississement qui a été étudiée par Fleitout et Froidevaux (1982). La contrainte produite par un épaississement crustal est le résultat de l'action combinée du poids de la topographie et de la poussée d'Archimède sur la racine crustale. Comme ces contraintes peuvent induire des déviatoriques importants (de l'ordre du Kbar), il nous a semblé important d'en évaluer les effets sur la déformation.

Les questions que nous avons tenté de résoudre avec Ph.Gillet (Appendice 4) sont les suivantes:

- (i) les contraintes gravitaires peuvent-elles produire une déformation significative à l'échelle crustale?
- (ii) Quelles sont les conditions rhéologiques (et donc thermiques) qui permettent une telle déformation?
- (iii) Quelles sont les conséquences sur la déformation totale et sur le métamorphisme d'un tel réajustement gravitaire?

L'étude réalisée à partir de modèles mécaniques et de modèles thermiques a montré que l'obtention d'une telle déformation est le résultat de la compétition entre deux phénomènes:

- (i) la relaxation thermique qui augmente les vitesses de déformation dans le matériel crustal et qui peut donc permettre d'atteindre des

vitesse de déformation géologiquement significative (le réajustement gravitaire à l'échelle crustale ne peut se faire, s'il se fait, que de 20 à 80 Ma après l'épaississement crustal).

(ii) l'érosion qui diminue les forces gravitaires qui sont le moteur d'une telle déformation.

Il est évident qu'une étude détaillée des réajustements gravitaires dépend des connaissances que l'on peut avoir sur la structure rhéologique de la lithosphère: rhéologie de chaque couche mais aussi nature des interfaces rhéologiques (interfaces matérielles, transformations métamorphiques e.t.c...).

La caractérisation des réajustements gravitaires (géométrie, délai entre la mise en place des unités et le réajustement gravitaire, évolution métamorphique e.t.c....) dans les domaines orogéniques pourra alors nous donner des renseignements sur la rhéologie de la croûte. A ce propos, nous espérons, en collaboration avec les géologues structuraux de Rennes et notamment O. Merle, confronter ce modèle avec des données structurales et, je l'espère, métamorphiques sur les Alpes Centrales (dôme Lépointin).

APPENDICE 4

DEFORMATION AND THERMAL HISTORY IN THICKENED
CRUSTAL ZONES: FROM THRUST TECTONIC TO GRAVITATIONAL
READJUSTEMENTS AT THE SCALE OF THE OROGEN.

Davy Ph. and Gillet Ph., in prep.

**DEFORMATION AND THERMAL HISTORY IN THICKENED CRUSTAL ZONES:
FROM THRUST TECTONIC TO GRAVITATIONAL READJUSTEMENTS
AT THE SCALE OF THE OROGEN**

Ph. DAVY and Ph. GILLET

Centre Armoricaïn d'etudes structurale des socles
Universite de RENNES 1
35042 RENNES Cedex

I) INTRODUCTION

Mountain building in collision zones is the result of large horizontal shortening leading to a general crustal thickening. The process of thickening is classically recognized as taking place by the stacking of crustal and oceanic slices of various thicknesses (Argand, 1922; Oxburgh, 1972; Mattauer and Tapponnier, 1978; Mattauer, 1983; Gillet et al., 1985). This aspect of orogeny is referred as thrust tectonics and expected to involve essentially horizontal forces at plate boundaries (Turcotte, 1982; England, 1982). This stage of the collisional history involves heterogeneous deformation at a crustal scale, leading to large strain gradients within the nappes. In fact, structural and seismological investigations indicate remarkable degree

of localization in large shear zones crosscutting the whole crust (Meissner, 1976; Perrier and Vialon, 1980; Menard and Thouvenot, 1984; White and Bretan, 1985).

The thermal effects associated with thrusting have been recently modelled by England and Thompson (1984) and Davy and Gillet (1986). The induced thermal perturbation (abnormally low geothermal gradients) explains high-pressure metamorphism (blueschist to eclogitic). Its persistence during uplift (Caron, 1983; Rubie, 1984; Davy and Gillet, 1986) has been related to tectonic processes.

Field studies in orogenic zones (Alps, Himalaya, Hercynian belt) have shown that a post nappe emplacement metamorphic event can lead to high-temperature low-pressure assemblages (greenschist to amphibolitic conditions). This thermal event takes place in thermal domes and even can be associated with melting of the crust, i.e. migmatization and granite genesis.

The following striking features are related (in the Alps) to this metamorphic event:

- 1- The peak of the retromorphic evolution occurs 20 to 60 Ma after nappe emplacement.
- 2- Rapid cooling during short time intervals are recorded by geochronological systems.

In the Alps, the deformation pattern associated with this retromorphic history contrasts with the one resulting from nappe emplacement.

- 1- In the internal zones (thickest crustal domain), strong planar fabrics suggest an important component of vertical shortening.

2- In the external zones of the former thickened area, deformation corresponds to a horizontal shortening (in the Alps, the well-known "retrocharriage").

The aim of this paper is to propose a model for deformation and thermal history, following nappe emplacement, and resulting from the existence of gravity stresses induced by crustal thickening. We investigate the physical parameters controlling deformation, thermal evolution and their mutual interactions. The following points will be emphasized:

- What is the stress regime in a thickened crust ?
- What are the effects of thermal relaxation following nappe emplacement on the rheological behaviour of the crust ?
- Where does potential deformable zones within the thickened crust are localized ?
- What is the distribution of deformation regimes (vertical and horizontal shortening) in the thickened crust
- Finally what are the effects of deformation on the metamorphic evolution during uplift ((P,T) path and geochronological records) ?

II) A REVIEW OF THERMAL CONSEQUENCES FOLLOWING NAPPE EMPLACEMENT

The process of thickening is classically recognized as taking place by the stacking of crust slices of various thicknesses. England and Thompson (1984) have recently modelled at length the thermal effects associated with an homogeneous thickening or the superposition of two rigid crustal units 35 km thick. Davy and Gillet (1986) have refined

this approach by taking into account the following parameters: the number of thrust units, their thicknesses and the time delay between each underthrusting event. Whatever the case, nappe emplacement leads to a thickened crust with a very low geothermal gradient. The relaxation of the thermal perturbation is controlled by cooling associated with erosion and heating by conduction due to radioactive decay. It has been also shown (Davy and Gillet, 1986) that an underthrusting event occurring during erosion of the thickened pile can perturb the thermal history of the stacked units (fig 1).

III) STRENGTH OF THE LITHOSPHERE AND GRAVITY FORCES AFTER A THICKENING EVENT

A force balance in a thickened crust takes into account gravity forces, tectonic forces and lithospheric strength. This last term represents the threshold value for the onset of a deformation able to accomodate large horizontal movements in the whole lithosphere .

III-1 gravity stresses

Deviatoric stresses acting in a thickened zone can be divided into two groups (Neugebauer et al, 1980): horizontal tectonic stresses and gravity stresses (fig.2). Tectonic stresses associated with plate movements are responsible for crustal thickening by nappe stacking. They can persist even when large tangential movements stop. Gravity stresses are associated with lateral differences in density induced by lateral variation in crustal thickness and/or temperature distributions (Fleitout and Froidevaux, 1982). For example, the magnitude of such

gravity stresses in a crust in isostatic equilibrium in the absence of lateral tectonic stresses is:

$$S_{zz} = R_c * G * H_{el} = R_c * (1 - R_c/R_m) * G * (H - H_0)$$

For a 30 km thick crust S_{zz} is about 1 Kbar. This value is important compared to the average tectonic stresses involved during collision.

III-2 strength of the lithosphere

In a regional compressional regime, tectonic forces acting on a thickened lithosphere have to counteract both gravity forces and lithospheric strength. Hardening effects during thickening have been investigated by Davy and Cobbold (in prep). They conclude that thermal reequilibration leads to a rapid decrease of lithospheric strength after nappe emplacement (20 to 40 Ma after thickening) but large scale compressional deformation is inhibited in the lithosphere during at least 80 Ma because of gravity stresses. It is thus difficult to accomodate large horizontal shortening in the thickened zone. However, potential deformable zones, particularly with ductile behavior, can be activated by the induced gravity forces resulting from crustal thickening.

The model for deformation due to gravity forces, proposed in the following sections, can be applied to a crust presenting any rheological structures but the localization of deformable zones is important parameter of the model.

III-3 Potential deformation zones within the crust

Considering experimental flow laws of crustal rocks, increasing temperature tends to decrease apparent viscosity. So, one should expect the most deformable zones to be located at the base of the crust.

Several kind of geological and geophysical arguments indicate the existence of low-viscosity zone at intermediate depths within the crust:

- (i) Seismic data in the Alps (Perrier, 1980; Mueller et al., 1980; Thouvenot and Perrier, 1981) presents low velocity zones between 25 and 40 km which have been interpreted as relative lower viscosity zones (Meissner, 1976: fig. 3; Perrier, 1980).
- (ii) Field evidences, e.g. in the Lepontine Alps, seem to indicate large deformation subsequent to nappe emplacement especially within the Amphibolite facies (Milnes, 1974).

As only few data exist, we present two extreme kinds of interfaces corresponding to a rheological jump and discuss their possible localisation within the crust and history during regional metamorphism:

1- Rheological interfaces are material lines

In this case, the interface is a limit between zones of various composition and rheological behaviour. It must remain a rheological limit even if metamorphic reactions affect the rock situated under and above it during orogeny. The Moho discontinuity is probably such an interface (Kirby, 1985; White and Bretan, 1985). Other interfaces of this kind is expected to exist within the crust because crust is probably very heterogeneous in composition and rheology due to tectonic events which might have superposed tectonic units of contrasted mechanical properties. These interfaces move relatively to the land surface by erosion.

2- Rheological interfaces are curves in the (P,T) domain

Such interfaces represent the transition from less to more deformable rocks determined by curves in a (P,T) diagram. This is equivalent to ascribe a rheology to a metamorphic facies. These interfaces are not material lines and move in the crust when pressure or temperature conditions are changing. The main metamorphic transformations involved can be related to the most encountered metamorphic facies in orogenic zones: granulitic, eclogitic, amphibolitic and greenschist. The transformation from granulitic and eclogitic assemblages to amphibolitic ones are accompanied with hydration reactions. The passage from dry to wet rocks can be one of the factors responsible for a sudden decrease in apparent viscosity (Kirby, 1985). The (P,T) curves separating amphibolitic facies from eclogitic and granulitic facies might be considered as a rheological interface (fig. 4).

IV) DEFORMATION MODEL

In order to evaluate the rheological parameters required to onset a geological significant deformation by gravity forces, we will use a two dimension "mean-field" type model. Crust consists in the superposition of layers with different newtonian viscosities, exponentially depth dependent. This depth dependence is used in order to approximate temperature effects. The model is an extension of the one proposed by Fleitout and Froidevaux (1982). Deformation of a crust presenting a periodical variation in thickness is studied. Such an assumption allows the obtention of analytical solutions within each layers (cf Appendix).

Conditions of continuity for stress and motion velocities leads to the determination of the coefficients involved in analytical solutions. This model does not allow non-newtonian viscosities nor lateral variation of the rheological properties. The low deformability of the upper part of the crust is not attributed to fragile behaviour but to high viscosity.

IV-1 Dimensional analysis

Throughout this study, we are going to use dimensionless variables. They are defined as the ratio between the variable itself and a reference number (subscript o) having the same dimension. Thus, model's results can be applied even for other reference constants. The dimensionless variable are referred with an *.

Length : $L_o=100$ km	$L^*=L/L_o$
Viscosity : $N_{uo}=10^{21}$ Pa.s	$Nu^*=Nu/N_{uo}$
Stresses : $D_{mo}=30$ MPa	$S^*=S/D_{mo}$
Densities : $R_o=D_{mo}/G/L_o=30$ Kg.m ⁻³	
(G is the gravitationnal acceleration)	
Time : $T_o=N_{uo}/D_{mo}=3*10^{13}$ s	$T^*=T/T_o$
Deformation rate : $E_o=1/T_o=3*10^{-14}$ s ⁻¹	$E^*=E/E_o$

Two significant geological deformation rate are discussed in the model: a slow deformation rate (3.10^{-15} s⁻¹ which corresponds to $E^*=0.1$) or a rapid deformation rate (3.10^{-14} which corresponds to $E^*=1$). These two strain rates produce significant deformation (100%) in respectively 10 and 1 Ma.

IV-2 Rheological subdivisions of the model

Mass heterogeneities:

The model has been exposed at length by Fleitout and Froidevaux (1982). Buoyancy stresses simulating periodical variation of crustal thickness are concentrated between crustal and mantle layers. The evolution of these vertical stresses with the horizontal (X) and vertical (Z) coordinate is governed by:

$$S(X, Z) = D_m * \cos(K * X),$$

where K is the wavenumber (the dimensionless wavenumber K^* is $K * L_0$) and D_m the amplitude of the variation. In the standard model, K^* is equal to 3 i.e. a wavelength of 200 km.

The negative stress induced by a variation in crustal thickness DH is:

$$D_m = (R_{oc} - R_{om}) * G * DH$$

where R_{oc} and R_{om} are the crustal and mantle density, G the gravitationnal acceleration. Considering crustal and mantle densities and an usual amplitude for the variation of crustal thickness (30 km), we fix at -5 the value of D_m^* (dimensionless number equal to D_m/D_{m0}) for the standard model.

Following Fleitout and Froidevaux (1982), we can introduce an excess of mass in the mantle layer due to a cold thermal structure. For a temperature difference DT by comparaison with a reference temperature, the excess of density D_{Ro} is:

$$D_{Ro} = - \alpha * R_{or} * DT,$$

where α is the volumic thermal expansion coefficient (around $3 \cdot 10^{-5} K^{-1}$) and R_{or} the density for the reference temperature (around $3 g/cm^3$). For a negative temperature difference of 300 C, the positive

density excess is around 30 Kg/cm^{-3} and the corresponding dimensionless number $\text{Dro}^*=1$. In the standard model, there is no density excess.

Mantle rheology:

The mantle part of the lithosphere is composed of two layers. The deepest one extends under $Z^*=1.5$ and corresponds to the asthenospheric part of the mantle. It has a dimensionless viscosity of .04 corresponding to $4 \cdot 10^{19} \text{ Pa.s}$ (Cathles, 1973). The upper layer extends from $Z^*=0.35$ to 1.5. The dimensionless viscosity varies exponentially from $\text{Nu}^*=0.04$ at $Z^*=1.5$ (lithosphere-asthenosphere limit) to $\text{Nu}^*=\text{Nu}_2^*$ at $Z^*=0.35$, where Nu_2^* is a parameter of the model. In the standard model Nu_2^* is equal to 10.

Crustal rheology:

The crustal part of the model has a depth-dependent viscosity:

$$\text{Nu}^* = \text{Nu}_0^* * \text{EXP}(-\text{Ko}^* * Z^*) ,$$

where Nu_0^* and Ko^* are constants, Z^* varies between 0 and .35. Ko^* is defined by $\text{Ko}^* = -1/\text{Nu}^* * d\text{Nu}^*/dZ^*$.

Assuming a corresponding temperature dependence ($\text{Nu}=\text{Nu}_0 * \text{EXP}(Q/RT)$), we can thus related Ko to the thermal gradient and the activation energy Q :

$$\text{Ko} = Q/RT^2 * dT/dZ \quad \text{and} \quad \text{Ko}^*=\text{Ko}*\text{Lo}$$

For mean values of crustal rock activation energy (100 to 200 KJ.mol^{-1}) and thermal gradients (10 to 30 C/Km), the dimensionless parameter Ko^* lies in the range 20 to 200. In the standard model, Ko^* is taken equal to 30.

IV-3 Results

1. Deformation geometry

The aim of the model is to infer the physical parameters which can lead to the onset of deformation (i.e. at significant geological strain rates). As the model permits to compute deformation rates with specific boundary conditions described in the previous section, it is not possible to study the evolution of the deformation with time.

Vertical shortening deformation

The vertical strain rate varies with horizontal (X) and vertical (Z) coordinate according to the equation:

$$E_{zz}(X,Z) = E_{zz}(Z) * \cos(K*X)$$

This equation is directly linked to the "mean-field" hypothesis. Vertical shortening deformation takes its maximum value where the crust has its greatest thickness.

The variation of E_{zz} with depth is presented in fig.5A considering a standard rheological structure. The maximum in vertical shortening rate (E_{max}) is reached at a depth just above the depth of minimum viscosity. $E_{zz}(Z)$ decreases when $Z \rightarrow 0$.

Shear deformation

The shear deformation's rate is:

$$E_{xz}(X,Z) = E_{xz}(Z) * \sin(K*X)$$

This type of velocity gradient occurs in zones where the crust thickness presents the greatest horizontal variation and is absent in zones of maximum thickness. The variation of $E_{xz}(Z)$ is presented in fig.5A. Large values of shearing are obtained near interfaces where there is a large contrast in viscosity. One can also notice an inversion

in the sense of shearing within the crust corresponding to extrusion of crustal material from the thickened zones toward the less thickened zones.

Finite deformation

Most of the today mountain roots, e.g. Alpine chain, can be roughly approximated by a Gaussian distribution of crustal thickness with a width of about 200 km. For such a distribution, the model shows that bulk deformation can be described by an important vertical shortening in the thickest part of the crust and a horizontal shortening in more external zones (fig. 5B). This last deformation compensates the extrusion of material due to the vertical shortening in the most thickened zone. The sense of shearing at the base of the ductile layer corresponds to a displacement of the upper parts toward the external zones, whereas there is an inversion at lower depths.

2. Physical conditions for gravity deformation

Different deformation models are computed in order to determine the critical parameters which govern the obtention of significant deformation in the crust. E_{max} and Z_o^* which represent the depth where the vertical deformation rate is $E_{max}/10$ are taken as representative parameters for deformation. Z_o^* represents a measure of the upper depth of the deformation.

The deformation rate is related to the minimum viscosity at the base of the crustal layer (Nu_c^*) (located by hypothesis at $Z^*=0.35$). Whatever the physical parameters involved in the models, the maximum of vertical deformation rate relative to depth (E_{max}) increases when the viscosity at the base of the crustal layer (Nu_c^*) decreases. It exists a critical

value of Nu_c^* for which E_{max} reaches an upper limit and becomes independent of Nu_c^* . We focus our study on the values of Nu_c^* which produce a slow or a rapid strain rate (respectively $E^*=0.1$ and $E^*=1$). Other physical parameters are varied over their geologically interesting ranges:

- The wavelength of the mass variation (fig.6).
- the parameter Ko^* , linked to $Nu^*(Z)$, describing the viscosity variation in the deformable layer (fig.7)
- the viscosity in the second layer (Nu_2^*), just above the deformable layer (fig.8)
- the density excess (Dro^*) in the third layer (fig.9).

Deformation is characterized by E_{max} which is the maximum of vertical shortening deformation rate and Zo^* the upper depth where vertical deformation rate is equal to $E_{max}/10$. The predominant wavelengths of deformation are obtained by a spectral analysis of deformation rates. Thus, relation between deformation and wavelengths of mass variation is studied for the different parameters involved in the deformation. For these calculations, Dm , the amplitude of the mass variation is kept constant whatever the wavenumber ($Dm=-5$) and Nu_c^* so ($Nu_c^*=10^{-2}$).

Conditions for the obtention of a significant deformation

Crustal thickness wavelength

Calculations are performed with rheological standard parameters and a constant amplitude of the variation of crustal thickness ($Dm^*=-5$) whatever the wavenumber. Deformation parameters are calculated for 4 wavenumbers: $K^*=1, 2, 3, 6$ corresponding to wavelengths of 600, 300, 200 and 100 Km (fig.6). Short wavelengths ($K^*=6$) give way to the greatest

deformation rates ($E_{\max}$) for high viscosity structure in the deformable layer (values of Nu_c^* greater than 10^{-2}). Long wavelengths ($K^*=1$) give way to the greatest deformation rates for low viscosity structure (values of Nu_c^* lower than 10^{-4}). For intermediate values of Nu_c^* , the highest strain rates are obtained for intermediate wavelengths.

Significant strain rate ($E^*=0.1$ respectively 1) is reached for Nu_c^* comprise between $10^{-0.5}$ (respectively $10^{-1.5}$) for $K^*=6$ and $10^{-1.5}$ (respectively $10^{-2.5}$) for $K^*=1$.

Ko^*

The dependence of $E_{\max}$ with Ko^* describing the variation of viscosity with depth is similar to the dependence of $E_{\max}$ with wavenumber K^* . At high values of Nu_c^* , the highest values of $E_{\max}$ versus Ko^* are obtained for the lowest value of Ko^* (i.e. low variation of viscosity with depth); whereas at low values of Nu_c^* , the highest values of $E_{\max}$ are obtained for the greatest value of Ko^* (fig.7A).

Critical geological deformation corresponding to $E^*=1$ is reached for value of Nu_c^* around 10^{-2} (i.e. 10^{19} Pa.s) depending on the variation of viscosity with depth: for $Ko^*=20$, $E_{\max}$ is equal to 1 when Nu_c^* is equal to $10^{-1.5}$ whereas for $Ko^*=100$, $E_{\max}$ is equal to 1 when $Nu_c^*=10^{-2.5}$. A slower deformation rate ($E^*=-1$) is obtained for Nu_c^* varying from 10^{-2} to $10^{-0.5}$.

Dependence of $E_{\max}$ with Ko^* depends on the wavenumber (fig.7B). For high values of Ko^* (50 and 100), increasing wavenumber leads to an increase of $E_{\max}$. For the lower values of Ko^* , there is a slight decrease of $E_{\max}$ at high wavenumber ($K^*\frac{1}{4}$).

Viscosity of the second layer Nu_2^*

Deformation parameters are calculated for different values the viscosity ($Nu_2^* = .04, 1, 10, 10^2, 10^3$) in the second layer ($Z^* = 0.35$ to 1.5). Other rheological parameters are the same as in the standard model (fig.8A). The principal effect of an increase of Nu_2^* is to reduce considerably the deformation rate E_{max} for low values of Nu_c^* (Nu_c^* lower than 10^{-1}). In particular, for $Nu_2^* = 10^3$, E_{max} never exceeds 0.2 which is a slow geological deformation rate. For high values of Nu_c^* , variation of E_{max} with Nu_2^* is slight. An increase of Nu_2^* leads to a decrease of the viscosity Nu_c^* able to produce a given deformation rate. For instance, a rapid significant geological strain rate ($E^* = 1$) is obtained for $Nu_c^* = 10^{-1.5}$ if $Nu_2^* = 1$ or 10 , and for $Nu_c^* = 10^{-2}$ if $Nu_2^* = 10^2$. Such strain rate is never obtained if $Nu_2^* = 10^3$.

Variation with the wavenumber is similar to the variation with Nu_c^* : high viscosity under the deformable zone reduces considerably the vertical strain rates (E_{max}) for the larger wavelengths whereas there is no significant variation of E_{max} at low wavenumber (i.e. large wavelength, fig.8B). For mountain ranges presenting a large wavelength distribution for the variation of crustal thickness, previous results indicate that predominant wavelengths for the gravity deformation could be around 200 to 300 Km ($K^* = 2$ to 3) depending on the viscosity under the deformable zone.

Density excess Dro^*

Deformation parameters are calculated for different values of a density excess ($Dro^* = 0, 1, 2, 4$) in the second layer ($Z^* = 0.35$ to 1.5 , fig.9A). In order to simplify calculations, the viscosity is taken constant ($Nu^* = 1$) in this second layer. This density excess corresponds

to a positive mass excess of 0, 1.15, 2.3 and 4.6 which must be compared to the negative mass excess induced by the crustal thickening ($Dm^* = -5$).

Contrary to Nu_c^* , an increase of Dro^* from 0 to 4 reduces the deformation rate E_{max} especially for great values of Nu_c^* (greater than 10^{-1}). For low values of Nu_c^* , E_{max} decreases only twice whereas variations of E_{max} with Dro^* can be very important. Obviously, an increase of the density excess leads to a decrease of the viscosity Nu_c^* able to produce a given deformation rate. Values of Nu_c^* able to produce significant strain rate $E^* = 0.1$ (respectively 1) vary from $10^{-0.5}$ (respectively $10^{-1.5}$) for $Dro^* = 0$ to $10^{-1.5}$ (respectively $10^{-2.5}$) for $Dro^* = 4$.

Variation with wavenumber is similar to the variation with Nu_c^* : a density excess reduces the vertical strain rate E_{max} for the lower wavelengths whereas there is only a slight variation of E_{max} with Dro^* at large wavenumber (i.e. low wavelength, fig.9B).

The vertical shortening leads in turn to a decrease in the amplitude of the variation of crustal thickness i.e. a decrease of Dm . The effect of varying Dm has been investigated for fixed values of Nu_c^* ($10^{-2.5}$) and Ko^* (30) (fig.9C). Calculations have been performed considering the presence ($Dro^* = 4$) or the absence ($Dro^* = 0$) of a mass excess in the mantle part of the lithosphere. For $Dro^* = 0$, a decrease in Dm leads to a proportional decrease in deformation rates. Deformation stops when Dm becomes nul (i.e. a crust with constant thickness). On the other hand, when $Dro^* = 4$, it is possible to observe a change from vertical to horizontal shortening. A state where deformation is negligible all along the deformable zone occurs for $Dm = -3$ (fig.9C). At this stage, no deformation can occur and this configuration can be

stable at geological time scale if no variation of rheological properties occur.

Z_0^*

Z_0^* (measure of the upper depth of the deformable zone) is essentially dependent on K_0^* which describes the variation of viscosity with depth but appears to be independent of the viscosity at the base of the crustal layer (Nu_c^* , fig.10) and other physical parameters (Nu_2^* , Dro^* and the wavenumber K). One can notice that, as K_0^* increases the deformation thickness decreases and the deformation rate (E_{max}) decreases. In fact, it is more difficult to deform a thin zone than a thick zone. However attending that viscosity is strongly controlled by temperature, the thermal consequences of the deformation which lead to a re-distribution of temperature, may strongly influence the evolution of the thickness of the deformed zone. It is thus difficult to appreciate the thickness of the deformed zone with such a model.

IV-4 Conclusion on the deformation model

This simple model cannot, of course, determine the evolution of the deformation with time. However, it is possible to discuss the physical parameters controlling the onset and stop of deformation.

At the end of a thickening event, $D_m(K)$ (i.e. the amplitude of variation in crustal thickness corresponding to a wavenumber K) is fixed. Thermal relaxation following thickening will favor the onset of deformation. This relaxation leads to a large decrease of viscosity which corresponds in our simple model to a decrease of the viscosity at the base of the deformable layer (Nu_c^*). The deformation rate is

strongly dependent on this rheological parameter. For a mountain width of 200-300 Km, low deformation strain rates ($3 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$) are obtained for viscosity at the base of the deformable layer of the order of $10^{20+0.5} \text{ Pa.s}$. Higher deformation strain rates are more difficult to obtain because viscosity at the base of the deformable layer must be as low as 10^{19} Pa.s . For a larger mountain width (for instance 600 Km), the viscosity at the base of the deformable layer must be 10 times lower than the previous one to allow the same deformation rates. However, physical parameters like the viscosity just above the deformable layer and the positive excess of mass due to a cold mantle structure can avoid large strain rates. The general heating following nappe emplacement may reduce these parameters and allow large strain rate.

The gravity deformation tends to reduce crustal thickness variations (i.e. D_m). A non deformable state occurs for $D_m = D_{m_c}$ corresponding to the compensation of stresses induced by variation of crustal thickness by stresses induced by mantle excess of mass. At this stage, no deformation can occur and this configuration can be stable at geological time scale if no variation in the rheological properties occur. Such a stable state explain the actual data on stress field in mountain ranges (Alpine orogeny in particular) that indicate a radial and compressional stress field (Neugebauer et al, 1980; Fleitout and Froidevaux, 1982) interpreted as the consequence of a heavy lithosphere under the chain due to the cold thermal structure.

However, crustal thickness variations are also reduced by erosion. From this simple model, we can conclude that ability of gravity deformation results from the a competition between heating of the crust by thermal relaxation and a decrease of lateral crustal thickness

variations by erosion. Gravity deformation cannot take place in a rapid eroded crust. However if erosion is nil, the gravity deformation will take place after a sufficient thermal heating. In a general way, we have to compare the erosion time scale (i.e the time necessary to reduce the negative mass to Dm_c) to the heat time scale (i.e the time necessary to sufficiently heat the deformable zone). In the following section, we will relate the rheological parameter to temperature and study in a quantitative way the thermal relaxation following nappe emplacement and its consequence on deformation.

V) THERMAL EVOLUTION AND ITS CONTROL ON GRAVITY DEFORMATION

Relation between rheological and thermal parameters

We have to discuss what are the values of temperature able to produce significant gravity deformation. For most of rocks, the rheological laws are:

$$(1) \quad E_{ij} = A * \exp(-Q/RT) T_2^{N-1} \cdot T_{ij} \quad ,$$

where T_{ij} , T_2 and E_{ij} are respectively the deviatoric stress tensor, its second invariant and the strain rate tensor; Q the activation energy, N and A are obtained from laboratory experiments (see Kirby, 1985 for a review).

From equation (1), we define an apparent viscosity:

$$(2) \quad \eta = A^{1/N} * \exp(Q/NRT) E_2^{N-1/N} \quad ,$$

where E_2 is the second invariant of the strain rate tensor.

From this equation, we obtain an approximate value of K_0 which is a measure of the depth dependence of viscosity:

$$(3) \quad K_0 = Q/NRT^2 * (dT/dZ) + (N-1)/N * (-d \ln (E_2)/dZ),$$

the first term is directly related to the thermal dependence of the rheological law whereas the second term relates to the variation of viscosity to depth. For crustal rheological laws (Kirby, 1985) and geothermal gradients during continental collision (10-30 C/Km), the first term varies from 0.15 to 0.25. The second term is more difficult to evaluate. Considering the strain rate depth dependence obtained by the deformation model, we can evaluate this term to be comprised between 0.10-0.20 (this represents a decrease of the strain rate by a factor 10 in 10-20 Km). The standard value taken in the deformation model ($K_0=0.30$ i.e. $K_0^*=30$) can be considered as a rather good approximation for this parameter.

From equation (2), we have computed the temperature versus viscosity for different rock types. Two different strain rates are considered: $3.10^{-15} \text{ s}^{-1}$ (fig.11A) and $3.10^{-14} \text{ s}^{-1}$ (fig.11B) which respectively correspond to a slow and a rapid geological deformation. We follow the temperature and viscosity evolutions at the base of the deformable layer. We consider that a rapid strain rate ($3.10^{-14} \text{ s}^{-1}$) is obtained for a viscosity of 10^{19} Pa.s at the base of the deformable layer whereas a slow strain rate ($3.10^{-15} \text{ s}^{-1}$) corresponds to a viscosity of 10^{20} Pa.s . These parameters are compatible with deformation of a 200-300 Km width chain.

For most rock types, a rapid deformation is only obtained for very high temperatures (950 C for quartz diorite and more than 1500 C for diabase) which are probably not encountered in the crust. Moreover slow deformation is difficult to obtain for crustal thermal conditions (more than 800 C for quartz diorite and more than 1000 C for diabase). It appears that deformation can only take place in more ductile rocks as quartzite and more generally wet rocks. For quartzite, rapid deformation

($E=3.10^{-14} \text{ s}^{-1}$ and $Nu=10^{19} \text{ Pa.s}$) takes place for a temperature of 650 C at the base of the deformable layer, whereas the slower strain rate requires only a temperature of 550 C. These few data show that chemical transformations involving water release must be important controlling parameters for gravity deformation.

For larger mountain (higher wavelengths), viscosities at the base of the deformable layer able to produce significant gravity deformation are 10 times lower. Corresponding temperature are therefore higher. For a critical viscosity of 10^{18} Pa.s , a rapid deformation rate ($3.10^{-14} \text{ s}^{-1}$) is obtained when the temperature at the base of the deformable layer is greater than 850 C instead of 650 C for a viscosity of 10^{19} Pa.s .

Thermal evolution following nappe emplacement

When crustal thickening results from the stacking up of crustal slices, temperature evolution which controls the onset of deformation depends on :

- The initial geothermal gradients following nappe emplacement.
- The erosion rate
- the heat generation and its loss by diffusion

In this paragraph, we essentially focus our attention on the kind of interface delimiting the bottom of the deformable zone and its relation with erosion. However, we must kept in mind that thermal relaxation is also very dependent on initial geotherm following thickening.

As emphasized in a previous section, two types of interface are considered: a material line or a curve in a (P,T) diagram representing a chemical transformation. For each type of interface (material lines or curves in a (P,T) diagram), we have computed their temperature versus

time evolutions during uplift after an initial thickening event achieved by the superposition of three units (fig.12). Erosion rate is taken to 0.5 mm/year. Significant geological deformation can start when the base of the deformable zone reaches a critical temperature (550 C to 700 C).

For a material line (like the Moho), we follow temperature evolution when the line moves toward land surface. The temperature increase during uplift is very small (around 100 C for the deepest buried rocks) and cooling starts 30 to 50 Ma after thickening.

for main metamorphic facies limit and in order to simplify, we choose isobars as representative of the second type of interface (curves in a (P,T) diagram). For this kind of interface, it is equivalent to follow the temperature evolution with time at a given depth in the thickened crust. It appears that the temperature at a given pressure (depth) increases (200 to 400 C) all along the erosion history. For a 40 Km deep interface (respectively 30 Km and 50 Km), low strain rate deformation will start 30 Ma (respectively 12 and 40 Ma) after thickening and high strain rate deformation will start 45 (respectively 25 and 80 Ma) after thickening. These values are, of course very sensitive to the critical temperature considered. Thus, the physical parameters controlling critical temperature (nature of the deformable rocks, rheological structure of the lithosphere and repartition of the mass heterogeneities) may have a strong influence on the proposed heating time scale.

From a thermal point of view, erosion leads to cooling of material points and increase of crustal gradients. Such thermal effects counteracts deformation if we consider a material interface whereas they enhance deformation for the second type of interface.

One can notice that the role of gravity deformation (vertical shortening in thickened crustal zones) is similar to the role of erosion (see next section). In particular, thermal gradient increase during deformation. For the second type of interface, one must have an acceleration of the deformation as long as an equilibrium state is not reached (i.e. compensation between positive and negative mass).

Is a gravity readjustement possible

The principal parameters controlling the evolution of gravity stresses are on the one hand the amount of crustal thickening and the erosion rate which tends to decrease the variation of crustal thickness. At first, the amount of thickening must be sufficient to create large gravity stresses. The deformation model shows that the amount of thickening needed to induce large deformation is dependent on the existence of heavy masses in the lithosphere (for instance a cold mantle or a region of mineral transformation). If one assumes that mountain as the Alpine chain is now near an equilibrium state, negative masses induced by crustal thickening was probably more important than positive masses before erosion. However, a certain amount of thickening is necessary to induce gravity deformation but not sufficient. The second important parameter is the time (t_m) needed to reach an equilibrium state (i.e. the ratio between amount of thickening and erosion rate). One must compare this time to the thermal relaxation time (t_t) needed to obtain a low viscosity zone in the crust. From the previous example, one can estimate that t_t is comprised between 20 and 80 Ma depending on deformation and thermal parameter. Considering reasonable values of t_m (30 to 100 Ma), it is not possible to

predict gravity deformation in all cases.

Tectonic evolution must also be taken into account for the determination of gravity deformation. The relaxation toward a new equilibrium geotherm of the thermal perturbation resulting from the first underthrusting event can be perturbed by the occurrence of a new thrusts which brings a "cold" layer at the base of the first stacked units (Gillet et al., 1985). Consequently, if the time delay (Dt') between each major thrusting event is lower than the time required to reach T_c (Dt) in the case of a single thrusting event, then we will need a greater time to reach T_c . On the other hand if Dt' is greater than Dt , the occurrence of a new thrust will not modify the onset of deformation when compared to a single thrust event.

VI THERMAL RECORDS

In this section we investigate the effect of vertical shortening deformation on the thermal evolution of a thickened crust and its record on (P,T) paths and cooling rates. For the present study, we do not investigate two-dimensionnal effects which are certainly important with such a deformation presenting both horizontal and vertical shortening.

If deformation by homogeneous vertical shortening due to vertical stresses occurs in a given part of the thickened crust, the temperature gradient within this part of crust will be modified: isotherms will be more close, each together. Thus the effects of deformation has to be added to the thermal evolution governed by erosion and radioactive heating. One expects that, the time during which deformation acts, temperature evolution will be perturbed. Moreover one expects a more efficient cooling following deformation because the movement of the

isotherms toward surface induced by deformation is added to their movement due to erosion. If there is an effect, one should observe a more efficient temperature decrease following deformation on a temperature-time curve for a given rocks, and a sudden increase in cooling rate the time deformation occurs on a cooling rate vs time plot.

In order to investigate in a qualitative way these effects we have made a number of simulations using parameters which seems to be geologically reasonable. The main parameters which should control the previous effects are:

- The initial geothermal gradients following nappe emplacement.
- The thermal parameters namely the thermal conductivity k and the radiogenic heat production A_0 of both mantle and crust.
- The erosion rate.
- The deformation rate
- The amount of deformation
- The thickness of the crustal layer able to be deformed.

In the following numerical simulation, we investigate the last 3 parameters which determined only the post nappe emplacement deformation. The common parameters used and held constant are presented in fig.13. Crust is thickened by the superposition of 3 units 30 km thick. At each interface the thermal perturbation corresponds to half the temperature at the base of the just overlying unit. Deformation occurs 40 MY after nappe emplacement, i.e. when the 40 km interface reach 650 C with an erosion of .5 mm/y.

Four models (1,2,3,4) are presented. In model 1 and 2, deformation rate is the same ($E=3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$) but they differ in the thickness of the layer able to deform. Nevertheless the vertical shortening amount is

the same. Model 3 is analogous to model 1 but the deformation rate is $3 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ model 4 differs from model 1 by the amount of deformation, 28 km are reduced to 2 km (93% of vertical shortening) instead 10 km (64% of vertical shortening).

For each model, three types of representations are used (fig. 13): Temperature vs time, cooling rate vs time and (P,T,t) evolutions. One can notice that whatever the case, deformation enhances the cooling rate. It must also be noticed that depending on the depth considered deformation can induce a sudden increase or decrease in cooling rate. One can notice at first a rapid cooling of the base of the deformed layer whereas an heating is observed at the top of the deformed layer. In a general way, deformation induces in (P,T,t) paths higher temperatures at lower pressures than a simple relaxation with erosion. In the more favourable cases the effect of deformation is recorded in the uplift (P,T,t) paths by a change in (P,T,t) loop toward uplift with isothermal or decreasing temperature.

Deformation rate and amount of deformation are the main parameters controlling the thermal effects of deformation. For two geological significant deformation rate ($3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ and $3 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$). Cooling rates recorded during deformation are strongly different. In the first case (higher deformation rate), the cooling rate reaches 40 C/Ma during deformation instead of 10 C/Ma for the lower deformation rate.

The geothermal gradient after deformation is essentially dependent on the thickness subtracted by deformation (difference between thickness before deformation and thickness after deformation). In model 1 and 2, 18 km are subtracted during deformation. The final geotherm is around 25 C/km. In the model 4, 26 km are subtracted by deformation. The final geotherm is more than 30 C/km after deformation. The role of

strain rate on resulting geothermal gradient is not so obvious: the lower strain rate (3.10^{-15}s^{-1} and 18Km subtracted during deformation for model 3) leads to the same geotherm as model 1 (about 25 C/Km); however, if deformation takes place during longer time (50 Ma for instance), the final geothermal gradient would be lower.

In conclusion, the thermal model emphasizes the role of deformation rates on cooling rates and the total amount of deformation on the final temperature gradient.

VI) POSSIBLE GEOLOGICAL TEST

The tectonic and thermal scheme we have proposed for continental collision zones has to be confronted to the existing data in orogenic zones. The existence of a gravity induced deformation following crustal thickening can be tested by looking at both tectonic and metamorphic evolutions. If gravity acts and if deformation occurs the following metamorphic and tectonic features should be observed:

1- Tectonic features

Vertical shortening should be observed in the most thickened zones bounded by horizontally shortening zones toward the less thickened zones. For the vertically shortened zones, a radial pattern with respect to Moho isodepths of stretching lineations is expected. Strong planar fabrics together with shearing feature can reflect the extrusion of deep crustal material from the internal to the external zones.

2- Metamorphic records

Most of the gravity deformation events must have occurred under high temperature-low pressure metamorphism (600-700 C, 5-7 Kbar)

which reflect the (P,T) conditions expected for the onset of a significant deformation rate under gravity stresses. The uplift (P,T) path show a quasi isothermal uplift in order to account for the previously mentioned (P,T) conditions. Sudden increase in cooling rates occur during the time the deformation acts if deformation rate is sufficiently rapid. Though, we have not calculated this effect, the metamorphic isograd pattern must reflect the existence of lateral heat transfert between vertically shortened zones and horizontally shortened zones.

VII) CONCLUSION, DISCUSSION

Crustal thickening resulting from large thrusting events lead to a redistribution of stresses in the whole lithosphere. This paper has investigated the effect of gravity induced deformation in a crust where the rheology is mainly controlled by its thermal structure.

As it is unreasonable to consider that the crust has the same strength whatever the depth, we have defined rheological interfaces which could separate less from more deformable rocks. These interfaces can be material lines or can correspond to a metamorphic transformation. It has been for instance assumed that the zone in the crust where eclogitic rocks are transformed into amphibolitic assemblages corresponds to rheological limit, the amphibolitic rocks being more deformable because of the hydration reactions involved during the transformation. Material interfaces like the Moho discontinuity correspond also to jump in rheology.

The parameters controlling deformation have been studied using a simple mean field model with a depth-dependent newtonian viscosity. From a mechanical point of view, deformation due to gravity stresses in the

deformable zones is characterized by vertical shortening in the most thickened zones and horizontal shortening in the less thickened zones. Deformation takes place at significant strain rates for viscosity at the base of the deformable zone around 10^{19} Pa.s. Larger wavelength of thickening, larger variation of viscosity with depth and positive density excess in the lithosphere reduce gravity deformation.

As most of the parameters controlling deformation are temperature dependent, we have related their evolution to the thermal relaxation following thickening. The interface separating deformable and less deformable rocks, material lines or curves in the (P,T) space (chemical interface), have not the same thermal evolution with time. The increase in temperature during uplift is more efficient in the case of a chemical interface because of the action of erosion.

Finally, we have investigated the thermal consequences of a vertical shortening on the (P,T) and (T,t) evolutions of the deformable zones. Thinning of the crust induced by this deformation leads to high temperature - low pressure metamorphism and to rapid cooling rates the time deformation occurs. (P,T) evolution is controlled essentially by the total amount of deformation and cooling rates by the deformation rates.

Several field tests are proposed for demonstrating the existence of a gravity induced deformation following the emplacement of thrusts sheets. A further study (Davy et al., in prep.) will show how such a gravity deformation model can be applied in the Alps.

This deformation model put forward the problem of low viscosity zone within the crust and their relation with metamorphic reactions. From this model, structural, metamorphic and geochronological data in thermal domes might give some informations on the rheological

composition of the crust and their evolution during continental collision.

REFERENCES

- Argand, 1924. La tectonique de l'Asie. C.R.Cong.Geol.Int., Liège, 1922, v. XIII Sess., Fasc. 1, 171-372.
- Cathles L.M., 1975. The viscosity of the Earth's mantle. Princeton University Press, Princeton, N.J., 386 pp.
- Davy P. and Cobbold P.R., 1986. Four layer strength profile of continental lithosphere for modelling of large scale deformation. submitted to Tectonophysics
- Davy P. and Gillet P., 1986. The stacking of thrust slices in collision zones and its thermal consequences. Tectonics, in press
- England P.C., 1982. Some numerical investigations of large scale continental deformation. in "Mountain Building Processes", ed. K.H. Ha; Academic Press: 129-139
- England P.C. and Thompson A.B., 1984. Pressure-Temperature-Time paths of regional metamorphism I. Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust. J. Petr., 25: 894-928
- Fleitout L. and Froidevaux C., 1982. Tectonics and topography for a lithosphere containing density heterogeneities. Tectonics, 1: 21-56
- Gillet P., Choukroune P., Balleve M. and Davy P., 1986. Thickening history of the Western Alps. E.P.S.L., in press
- Gillet P., Davy P., Balleve M. and Choukroune P., 1985. Thermomechanical evolution of a collision zone: the example of the Western Alps. Terra Cognita, 5: 399-404
- Hansen, F.D. and Carter, N.L., 1982. Creep of selected crustal rocks at 1000 MPa. Trans.Am.Geophys.Union, 63: 437
- Kirby S.H., 1985. Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones. Tectonophysics, 119: 1-27
- Mattauer M., 1983. Subduction de la lithosphere continentale, décollement croute-manteau et chevauchement d'échelle crustale dans la collision himalayenne. C.R.Acad.Sci.Paris, 296: 481-486
- Mattauer M. and Tapponnier P., 1978. Tectonique des plaques et tectonique intra-continentale dans les Alpes franco-italiennes. C.R.Acad.Sci.Paris, 287: 899-902
- Meissner R., 1976. Viscosity-depth structure of different tectonic units and possible consequences for the upper part of converging plates. J. Geophys., 40: 57-73
- Menard G. and Thouvenot F., 1984. Ecaillage de la lithosphère européenne sous les Alpes Occidentales: arguments gravimétriques et sismiques liés à l'anomalie d'Ivrea. Bull.Soc.Geol.France, 5: 875-884
- Milnes A.G., 1974. Structure of the Pennine zone (Central Alps): A new working hypothesis. Geol.Soc. of Am.Bull., 85: 1727-1732
- Mueller St., Ansorge J., Egloff R. and Kissling E., 1980. A crustal cross section along the Swiss geotraverse from the Rhinegraben to the Po plain. Eclogae Geol.Helv., 73: 463-483
- Neugebauer H.J., Bötzi R. and Rybach L., 1980. Recent crustal uplift and the present stress field of the Alps along the Swiss geotraverse Basel-Chiasso. Eclogae Geol. Helv., 73: 489-500
- Oxburgh E.R., 1972. Flake tectonics and continental collision. Nature, London 239: 202-204
- Perrier G., 1980. La structure des Alpes Occidentales déduites par des données géophysique. Eclogae Geol. Helv., 73: 407-424
- Shelton, G. and Tullis, J.A., 1981. Experimental flow laws for crustal rocks. EOS, Trans.Am.Geophys.Union, 62: 396

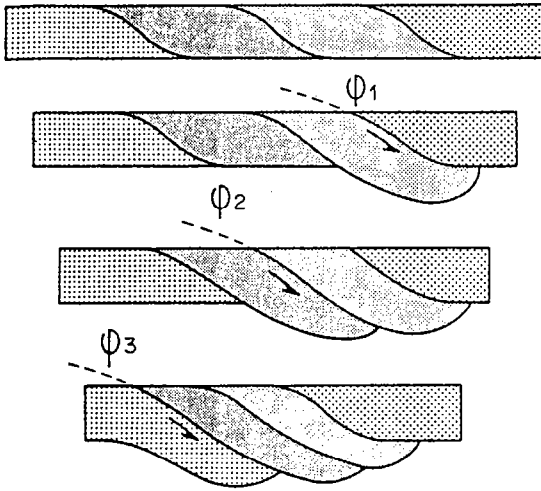
- Thouvenot F. and Perrier G., 1981. Seismic evidence of a crustal overthrust in the Western Alps. *Pure Appl. Geophys.*, 119: 163-184
- Turcotte D.L., 1982. Driving mechanism of mountain building. in "Mountain building processes", ed. K.J. Ha; Academic Press: 141-146
- White S.H. and Bretan P.G., 1985. Rheological controls on the geometry of deep faults and the tectonic delamination of the continental crust. *Tectonics*, 4: 303-309

FIGURE CAPTION

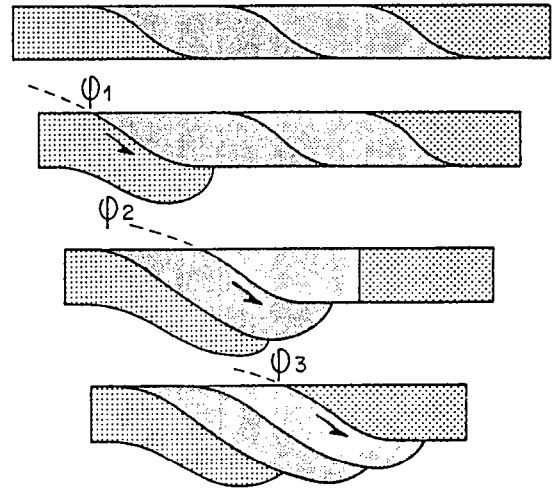
- Figure 1: Thermal history of a thickened crust (from Davy and Gillet, in press). Two different stacking way are considered: understacking (i.e units are successively stacked at the bottom of the pile) and overstacking (i.e units are successively stacked at the top of the pile).
- Figure 2: Comparaison between tectonic forces and gravity forces (from Neugebauer et al., 1980)
- Figure 3: Viscosity-depth curves and seismic velocity-depth curves for different areas (from Meissner, 1976)
- Figure 4: Principal reaction and metamorphic facies in a Pressure-Temperature diagram.
- Figure 5A: Viscosity structure of the deformation model an variation of the vertical strain rate E_{zz} (Z) and the shearing strain rate E_{xz} (Z) with depth in the deformable zone. E_{max} is defined as the maximum of vertical strain rate and Z_0^* as the depth where The vertical strain rate is equal to $E_{max}/10$.
- Figure 5B: Finite deformation considering a gaussian distribution of mass heterogeneities. Displacement are calculated from the "mean-field" model considering constant velocities during the deformation.
- Figure 6: Variation of the maximum strain rate (E_{max}) with the viscosity at the base of the deformable zone (Nu_c^*) for a standard model ($Nu_2^*=10$, $Dro^*=0$ and $Ko^*=30$) and four different wavenumbers ($K^*=1, 2, 3$ and 6).
- Figure 7: Variation of the maximum strain rate (E_{max}) with the viscosity at the base of the deformable zone (Nu_c^* , fig.7A) and the wavenumber (K^* , fig.7B) for four values of the parameter Ko^* describing the variation of viscosity with depth ($Ko^*=20, 30, 50$ and 100). Other rheological parameters are like in the standard model.
- Figure 8: idem fig. 7 but for different values of the viscosity just above the deformable zone ($Nu_2^*= 1, 10, 100$ and 1000).
- Figure 9 (A and B): idem fig.7 but for different values of the excess of mass in the second layer ($Dro^*=0, 1, 2, 4$). Viscosity of the second layer is constant with depth and equal to 1.
- Figure 9C: variation of the vertical strain rate E_{xx} (Z) considering four values of the negative excess of mass located at the base of the deformable zone. Calculations are performed for two values of the positive excess of density in the second layer. Viscosity of the second layer is constant with depth and equal to 1.
- Figure 10: Variation of Z_0^* (i.e. the depth where the vertical strain rate is equal to $E_{max}/10$) with Nu_c^* , the viscosity at the base of the deformable layer for four values of the parameter Ko^* describing the variation of viscosity with depth ($Ko^*=20, 30, 50$ and 100). Other rheological parameters are like in the standard model.
- Figure 11: Variation of the viscosity with temperature for two constant strain rates ($10^{-14} s^{-1}$, fig.11A and $10^{-14} s^{-1}$, fig.11B) from experimental steady-state flow laws (Quartzite and Diabase: Shelton and Tullis, 1981; Quartz diorite: Hansen and Carter, 1982).
- Figure 12: Thermal relaxation following an instantaneous stacking of three units (initial gradient is presented in the upper draw by dotted points). The erosion rate is $0.5 mm/yr$, mantle heat flux $30 mW.m^{-2}$, heat diffusivity $1 mm^2.s^{-1}$ and heat generation $0.5 \cdot 10^{-6} W.m^{-3}$. The evolution with pressure (upper draw) and time (intermediate draw) are calculated for three material points initially at 30, 40 and 50 Km and for the base of the crust. In the lower draw, evolution of the temperature with time

is calculated for three isobars corresponding to depths of 30, 40 and 50 Km.

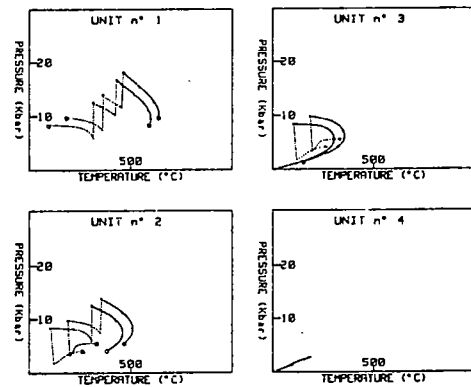
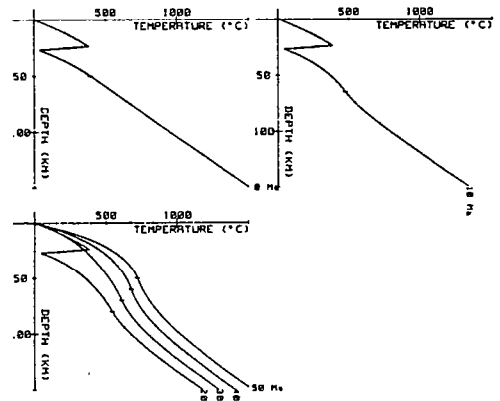
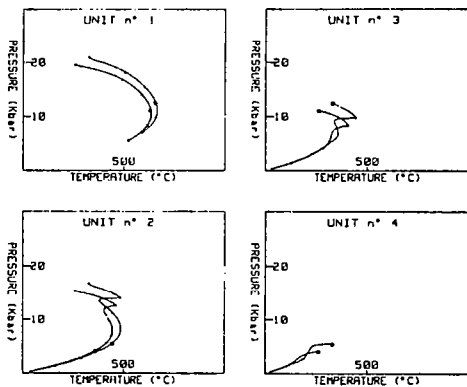
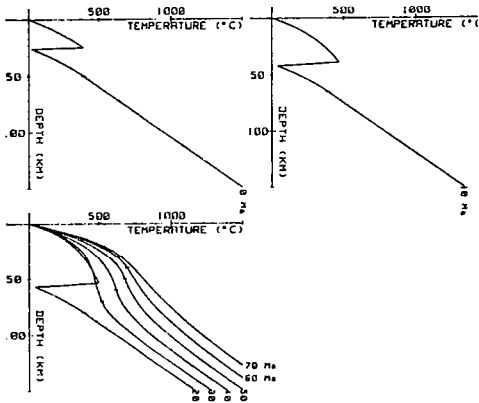
Figure 13: same initial conditions as in fig.12. but with vertical shortening at intermediate depth beginning at 40 Ma after thickening. Physical conditions of the deformation corresponding to fig.13A, 13B, 13C, 13D are described in the text. Evolution of three material points (upper limit of the deformed zone (dotted line), lower limit (full line) and middle of the deformed zone (dashed line) are presented.

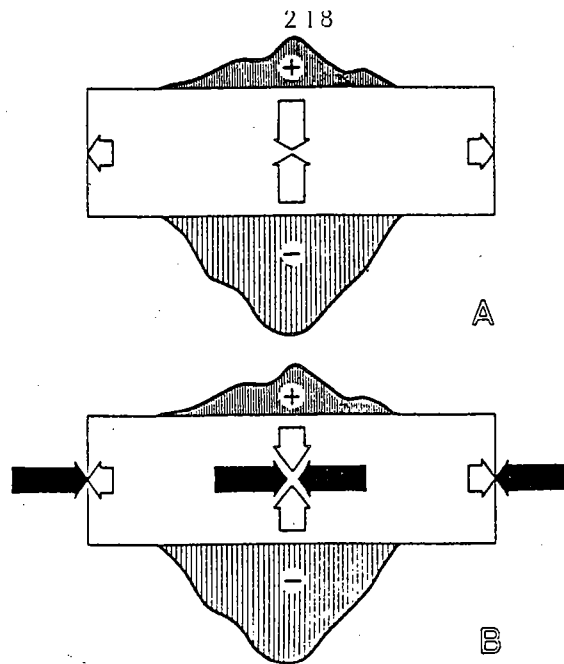


Understacking



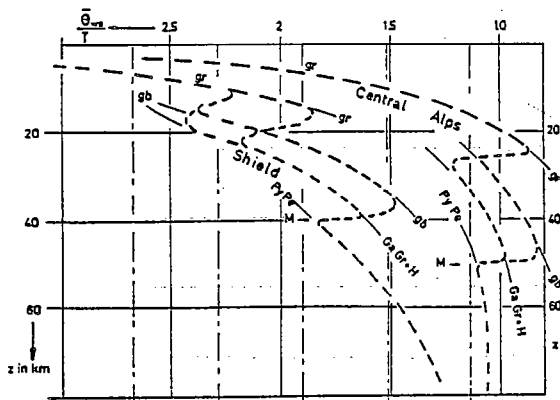
Overstacking





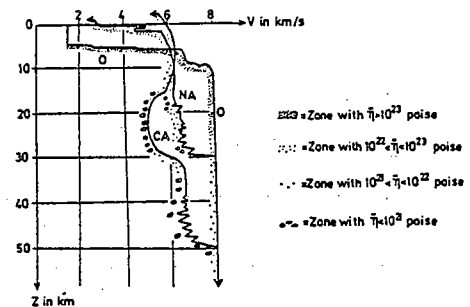
Principle which demonstrates the inability to bulge a mountain-root system by transmitted horizontal compression. Maximum principal stress conditions for the unloaded crust (A) and the loaded crust (B).

FIG 2



Ratio Average Melting Point Θ_m to Temperature T and Effective Viscosity η as Function of Depth; Central Alps and Average Shield Areas

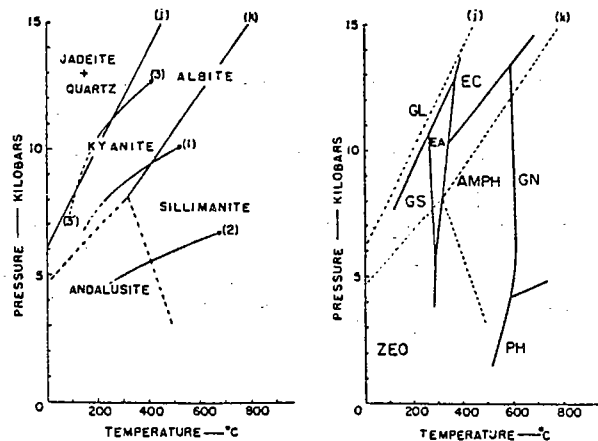
gr = granitic rocks
gb = gabbroic rocks
M = Mohorovičić Discontinuity
Py Pe = Pyroxenite Peridotite
Ga Gr + H = Garnet Granulite + Hornblende



Velocity-Depth Curves with Indicated Viscosity Values

O = Ocean Floor
NA = Northern boundary of Alps
CA = Central Alps

FIG 3



GL, glaucophane-schist facies; EC, eclogite facies; GS, greenschist facies; EA, epidote-amphibolite facies; AMPH, amphibolite facies; GN, granulite facies; PH, pyroxene-hornfels facies; ZEO, zeolite facies.

FIG 4

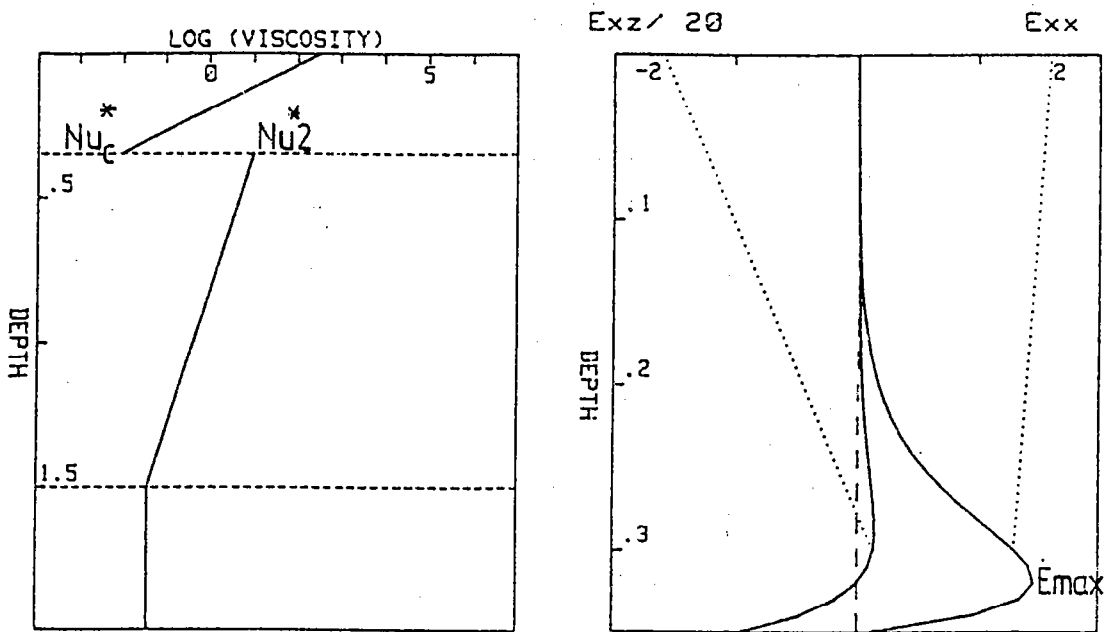


FIG 5A

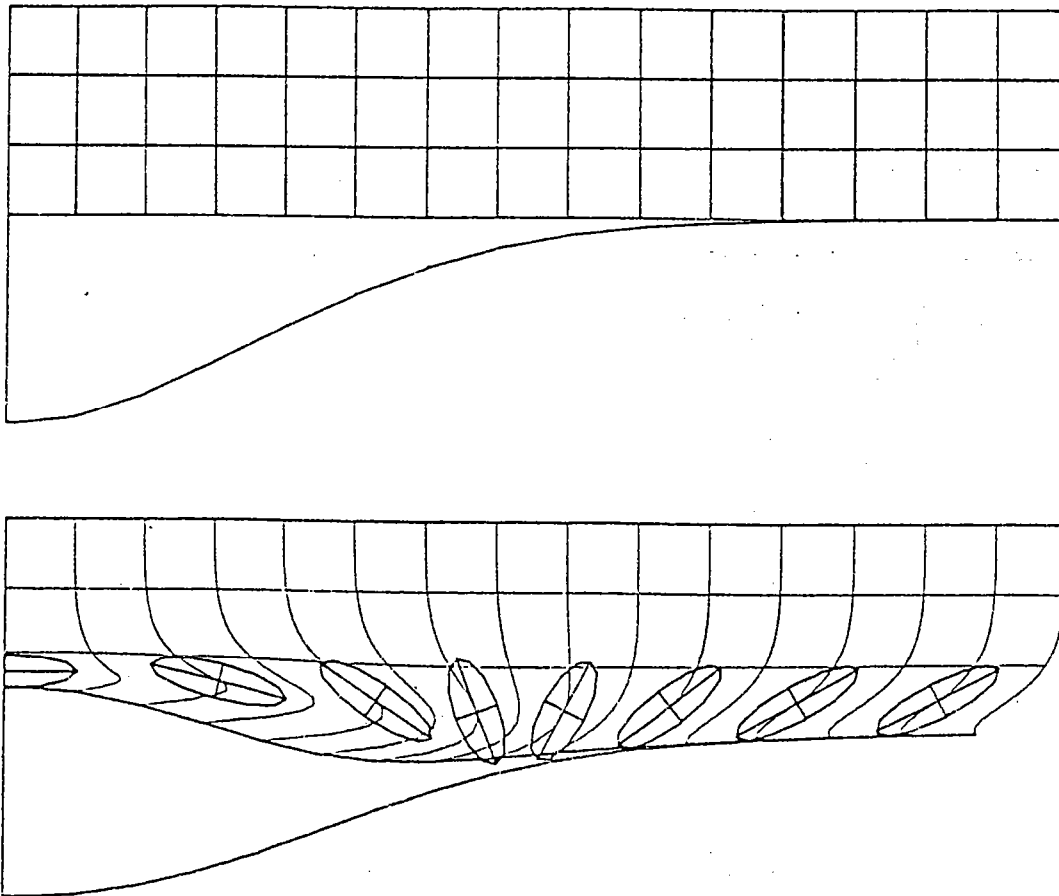


FIG 5B

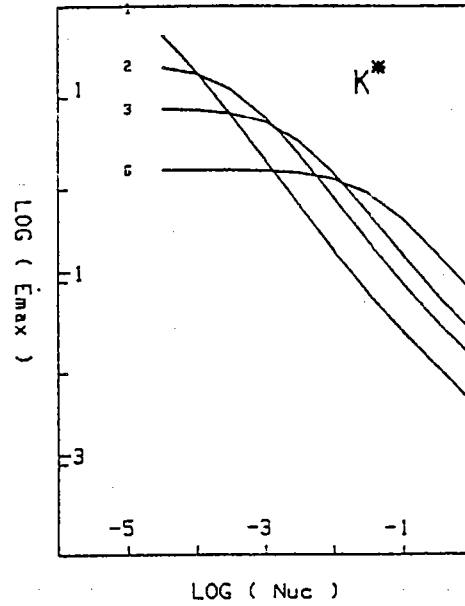


FIG 6

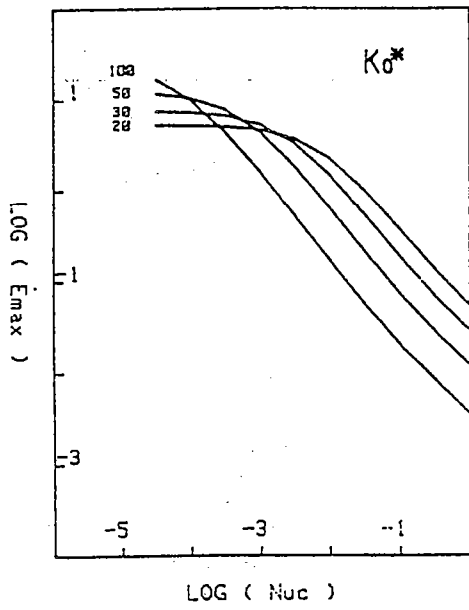


FIG 7A

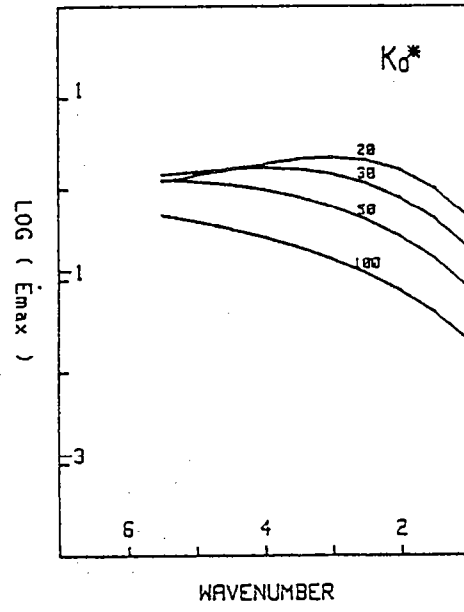


FIG 7B

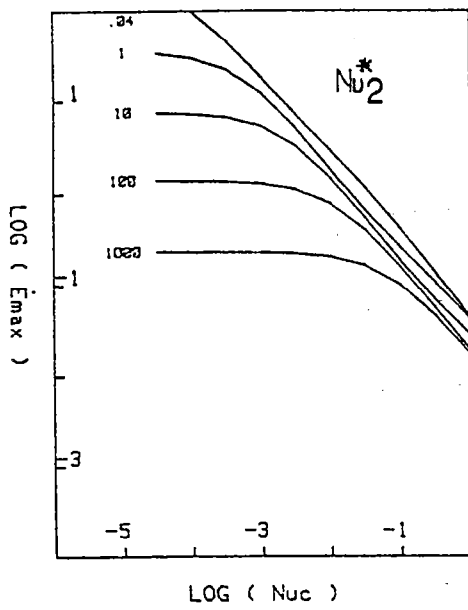


FIG 8A

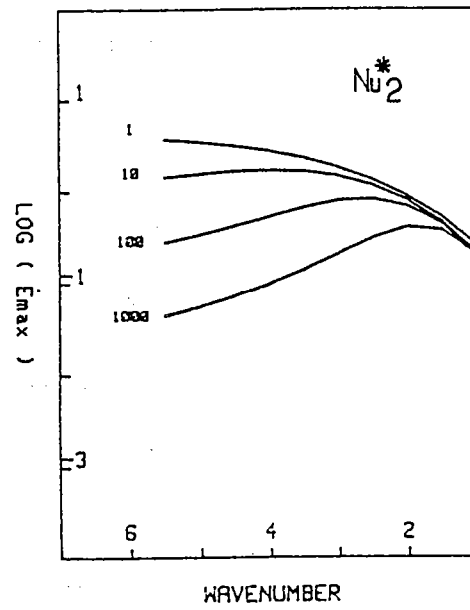
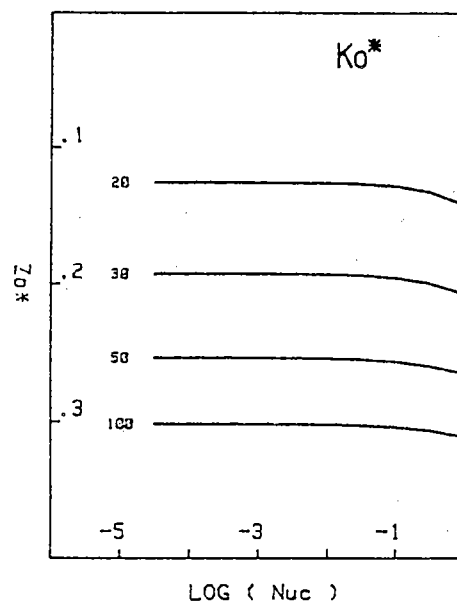
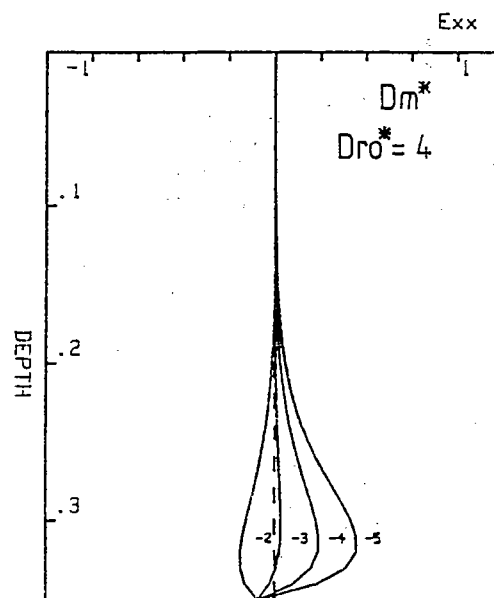
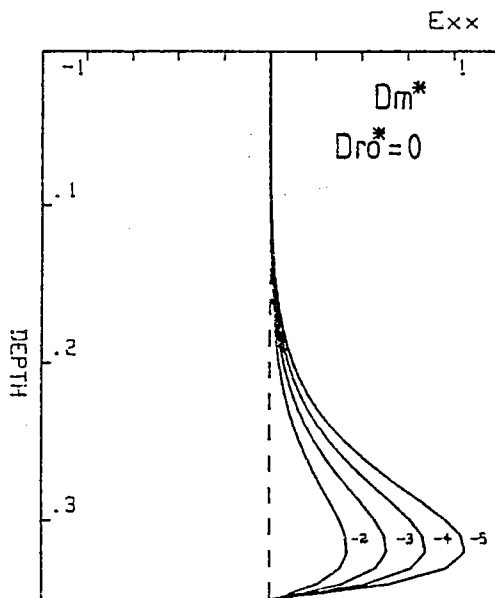
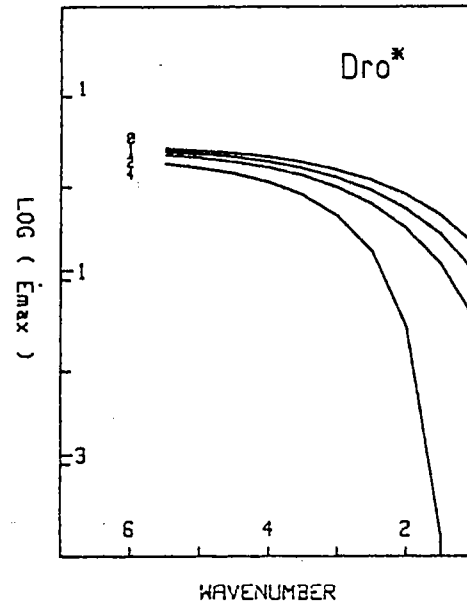
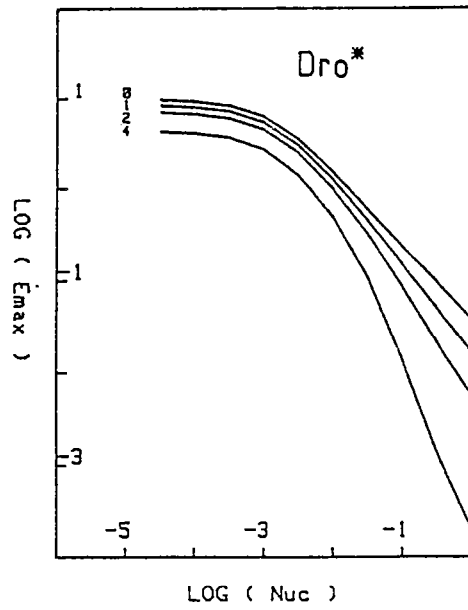


FIG 8B



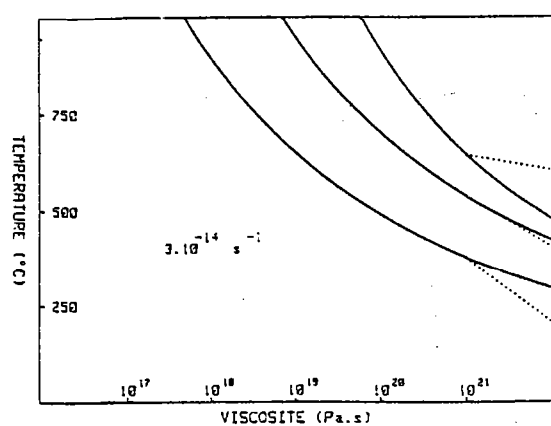


FIG 11A

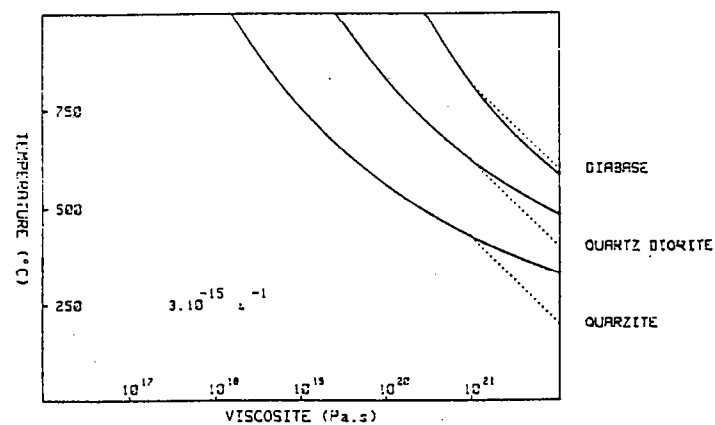


FIG 11B

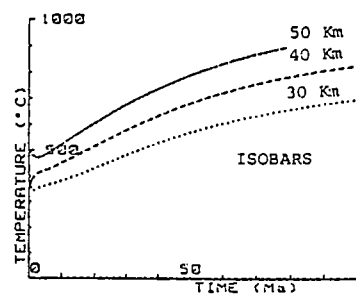
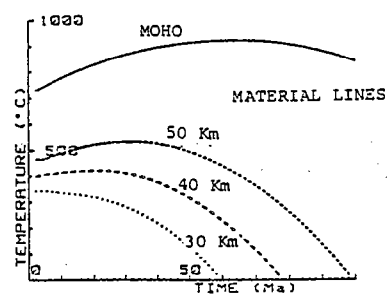
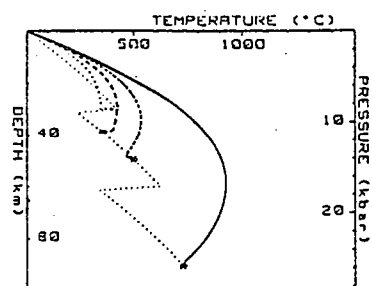


FIG 12

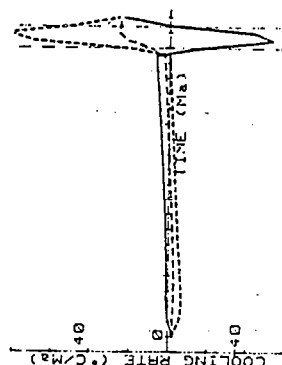
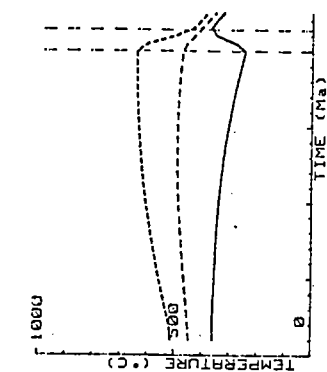
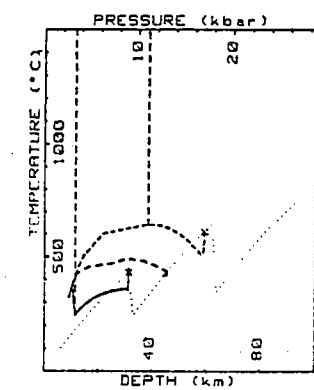


FIG 13A

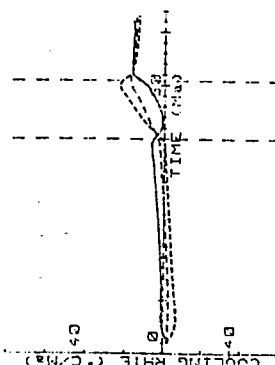
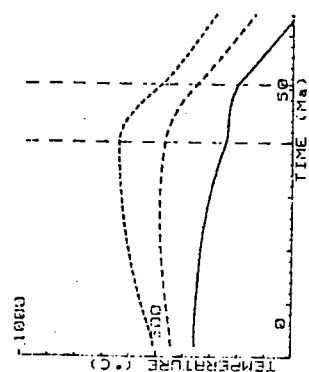
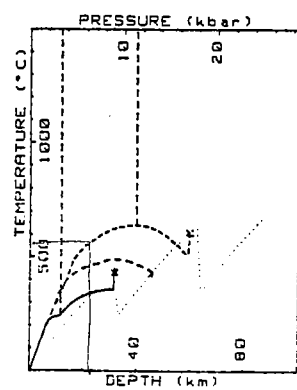


FIG. 13B

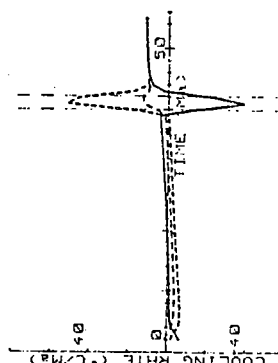
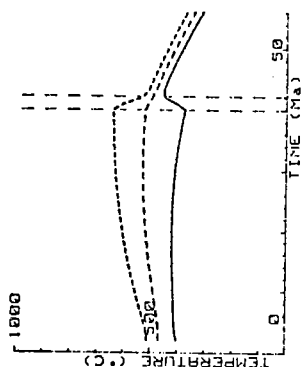
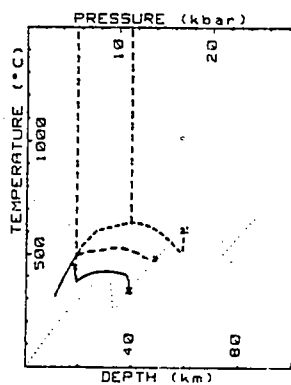


FIG 13C

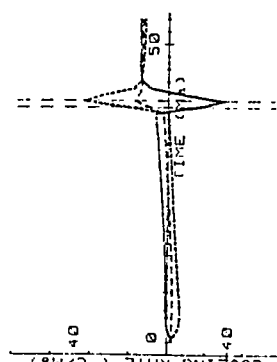
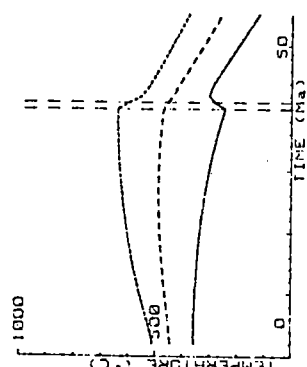
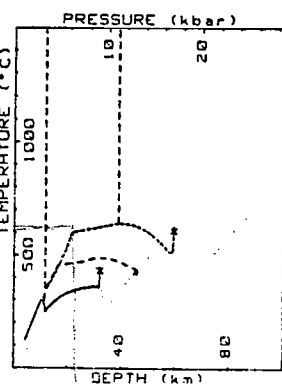


FIG 15D

CONCLUSION

CONCLUSION

Dans cette thèse, la déformation lithosphérique dans les zones de collision est abordée sous le double aspect

1-de la compréhension des mécanismes physiques qui gouvernent son évolution (interaction fragile-ductile, rôle des forces gravitaires, évolution thermique de la déformation)

2-des relations avec les données existantes soit sur la rhéologie des roches, soit sur l'évolution géométrique et thermique des zones de collision.

Au-delà des résultats des modèles qui sont exprimés dans cette thèse, je voudrais en conclusion insister sur la vision de la lithosphère (et donc des données) que les modèles imposent. Contraindre les modèles par des données doit être un souci constant de tout modélisateur. Mais, par ces possibilités et ses restrictions, toute modélisation impose une vision de la lithosphère en accord avec son degré de simplification. C'est pour cela, par exemple, que les modèles analogiques et les données sur la rhéologie des roches nous ont conduit à considérer la lithosphère comme étant composée de quatre couches (croûte fragile, croûte ductile, manteau fragile, manteau ductile).

- AVEBURY, Lord (1903) - An experiment in mountain building. *Quarterly Journal of the Geological Society of London*, 59, 235, 3, 348-355.
- BALLEVRE, M., KIENAST, J.R. and VUICHARD, J.P. (1986) - La "nappe de la Dent-Blanche" (Alpes Occidentales). Deux unités austroalpines indépendantes. *Eclogae Geol. Helv.*, 79, 57-74.
- BARTON, N. (1976) - The shear strength of rock and rock joints. *Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci.*, 13, 255-279.
- BERNER, H., RAMBERG, H. and STEPHANSSON, O. (1972) - Diapirism in theory and experiments. *Tectonophysics* 15, 197-218.
- BERTHE, D., CHOUKROUNE, P. and JEGOUZO, P. (1979) - Orthogneiss mylonite and non coaxial deformation of syenites : the example of the South Armorican shear zone. *Journal of structural geology*, vol. 1, n° 1, 31-42.
- BLOT, M.A., ODE, H. and ROEVER, W.L. (1961) - Experimental verification of the folding of stentified visisclastic median. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 72, 1621-1632.
- BIRD, P. (1978a) - Finite element modelling of lithosphere deformation : the Zagros collision orogeny. *Tectonophysics*, 50, 307-336.
- BIRD, P. (1978b) - Initiation of intracontinental subduction in Himalaya. *J. Geophys. Res.*, 83, 4975-4987.
- BOTT, M.H.P. & KUSZNIR, N.J. (1979) - Stress distributions associated with compensated plateau uplift structured with application to the continental splitting mechanism. *Geophys. J.R. Astron. Soc.*, 56 : 451-459.
- BOTT, M.H.P. & KUSZNIR, N.J. (1984) - Origins of tectonic stress in the lithosphere. *Tectonophysics*, 105 : 1-13.
- BOWDEN, P.B. (1970) - A criterion for inhomogeneous plastic deformation. *Phil. Mag.*, 22, 455-462.
- BRACE, W.F. & KOHLSTEDT, D.L. (1980) - Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *J.G.R.*, vol. 85, B 11, 6248-6252.

- BUCHER, W.H. (1956) - Role of gravity in orogenesis. Geol. Soc. Amer. Bull. 67, 1295-1318.
- BUCHER, W.H. (1962) - An experiment on the role of gravity in orogenic folding. Geol. Rundsch. 52 (2), 804-810.
- BYERLEE, J. (1978) - Friction of rocks. Pageoph., 116, 615-626.
- CADELL, H.M. (1889) - Experimental researches in mountain building. Trans. Roy. Soc. Edinburg, Pt 1, 339-343.
- CARISTAN, Y. (1982) - The transition from high temperature creep to fracture in maryland diabase. J. Geophys. Res., 87 : 6781-6790.
- CARTER, N.J. (1976) - Steady state flow of rocks. Review of Geophysics and Space Physics, 14, 3, 301-360.
- CHOPIN, C. (1984) - Coesite and pure pyrope in high grade blueschists of the western Alps : a first record and some consequences. Contrib. Mineral. Petrol., 86, 109-118.
- CHOPRA, P.N. and PATERSON, M.S. (1981) - The experimental deformation of dunites. Tectonophysics, 78 : 454-473.
- CHOPRA, P.N. and PATERSON, M.S. (1984) - The role of water in the deformation of dunite. J. Geophys. Res., 89 : 7861-7876.
- CHOUKROUNE, P. (1976) - Strain patterns in the pyrenean Chain. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 283, 271-280.
- CLOOS, E. (1968) - Experimental analysis of gulf coast fracture patterns. The American Association of Petroleum Geologist Bulletin, vol. 52, 3 : 420-444.
- COBBOLD, P.R. and QUINQUIS, H. (1980) - Development of sheath folds in shear regimes. J. Struct. Geol., 2, 119-126.
- COWAN, D.S. and SILLING, R.M. (1978) - A dynamic, realed model of direction at trenches and its implications for the tectonic evolution of subduction complexes. J. Geophys. Res., 83, 5389-5396.
- DAHLEN, F.A., SUPPE, J. and DAVIS, D. (1984) - Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges : cohesive coulomb theory. J. Geophys. Res., 89, B 12, 10,087-10,101.

- DAVY, Ph. & COBBOLD, P.R. (1986) - Four layer strength profile of continental lithosphere for modelling of large scale deformation. Submitted to Tectonophysics.
- DAVY, Ph. and GILLET, Ph. (1986) - The stacking of thrust slices in collision zones and its thermal consequences. Tectonics in press.
- DEWEY, J.F. & BURKE, K.C.A. (1973) - Tibetan, Variscan and Precambrian basement reactivation : products of continental collision. J. Geol. 81, 683-692.
- DIXON, J.M. (1975) - Fuite strain and progressive deformation in models of diapiric structures. Tectonophysics 28, 89.
- DIXON, J.M. and SUMMERS, J.M. (1985) - Recent developments in centrifuge modelling of tectonic processes : equipment model construction techniques and chronology of model materials. Journal of Struct. Geol., vol. 7, 83-102.
- ELLIOT, D. (1976) - The motion of thrust sheets. J. Geophys. Res., 81, 949-963.
- ELMOHANDES, S.E. (1981) - The central european graben system : rifting uninitated by clay modelling. Tectonophysics, 73, 69-78.
- ENGLAND, P.C. (1983) - Some numerical investigations of large scale continental deformation. In Mountain building processes (ed. HSU, K.J.). Academic London.
- ENGLAND, P.C. (1982) - Some numerical investigations of large scale continental Deformation. In "Mountain building processes". Ed. HSU, K.J., Academic Press, 129-139.
- ENGLAND, P.C. (1984) - Constraints an extension of continental lithosphere. J. Geophys. Res., 88, 1145-1152.
- ENGLAND, P. & HOUSEMAN, G. (1985) - Role of lithosphere strength heterogeneities in the tectonics of Tibet and neighbouring regions. Nature, 315, 297-301.
- ENGLAND, P., Mc KENZIE, D. (1982) - A thin visions sheet model for continental deformation. G.J.R.A.S. 70, 295-321.
- ENGLAND, P. & Mc KENZIE, D. (1983) - Correction to : a thin visions sheet model for continental deformation. G.J.R.A.S. 73, 523.

- 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.
- EVANS, B. and GOETZE, C. (1979) - The temperature variation of hardness of olivine and its implication for polycrystalline yield stress. *J. Geophys. Res.*, 84, 5505-5524.
- FAUGERE, E. (1985) - La tectonique en extension intracontinentale : étude de terrain (le Sud du Nevada, U.S.A.) et modélisation analogique. *Mem. Sci. Terre, Univ. P. et M. Curie, Paris*, 194 p.
- FAUGERE, E. et BRUN, J.P. (1984) - Modélisation expérimentale de la distension continentale. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 29, 7, 365-370.
- FLEITOUT, L., FROIDEVAUX, C. (1982) - Tectonics and topography for a lithosphere containing density heterogeneities. *Tectonics*, vol. 1, n° 1, 21-56.
- FROIDEVAUX, C. and RICARD, Y. - Tectonic of high plateau.
- GANSSE, A. (1964) - "Geology of the Himalayas". Wiley. Interscience, London, 289 p.
- GILLET, Ph., CHOUKROUNE, P., BALLEVRE, M., DAVY, Ph. - Thickening history of the western Alps. Submitted to *E.P.S.L.*
- GOETZE C. (1978) - The mechanisms of creep in olivine. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, A 288, 99-119.
- GOETZE, C. & EVANS, B. (1979) - Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *G.J.R.A.S.*, 59, 463-478.
- HIRN, A., NERCESSIAN, SAPIN, M., JOBERT, G., XU ZHONG XIN, GAE EN YUAN, LU DE YUAN and TENG JI WEN (1984) - Chasa block and bordering sutures - a continuation of a 500 km thick Moho traverse through Tibet, *Nature*, 307 : 25-27.
- HUBBERT, M.K. (1937) - Theory of scale models as applied to the study of geologic structures. *Geol. Soc. Am. Bull.* 48, 1459.

- HUBBERT, M.K. and RUBEY, W.W. (1959) - Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. *Geol. Soc. Am. Bull.* 70, 115.
- JARVIS, G.T. and Mc KENZIE, D. (1980) - The development of sedimentary basins with finite extension rates. *E.P.S.L.*, 48, 42-52.
- KIRBY, S.H. (1980) - Tectonic stresses in the lithosphere : constraints provided by the experimental deformation of rocks. *J. Geophys. Res.*, 85 : 6353-6363.
- KIRBY, S.H. (1983) - Rheology of the lithosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487.
- KIRBY, S.H. (1985) - Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones. *Tectonophysics*, 119 : 1-27.
- KUSZNIR, N.J. & BOTT, M.H.P. (1977) - Stress concentration in the upper lithosphere caused by underlying visoclastic creep. *Tectonophysics*, 43, 247-256.
- KUSZNIR, N.J. & 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. *G.J.R.A.S.*, 79, 513-538.
- KUSZNIR, N.J. and PARK, R.G. (1984) - The strength of intraplate lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 36, 224-235.
- LANDAU et LIFCHITZ (1971) - *Mécanique des fluides*. Ed. de Moscou.
- LARDEAUX, J.M., GOSSO, G., KIENAST, J.R. and LOMBARDO, B. (1982) - Relations entre métamorphisme et déformation dans la zone Sesia-Lanzo (Alpes occidentales) et le problème de l'éclogitisation de la croûte continentale. *Bull. Soc. Geol. Fr.* XXIV, 4, 793-800.
- MALAVIEILLE, J. (1984) - Modélisation expérimentale de chevauchements imbriqués : application aux chaînes de montagnes. *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 7, XXVI, 1, 129-138.

- MANDL, G., DEJONG, L.N.J. and MALTHA, A. (1977) - Shear zones in granular material. *Rock Mechanics* 9, 95-144.
- MATTAUER, M. (1975) - Sur le mécanisme de la formation de la schistosité dans l'Himalaya. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 28, 144-154.
- MATTAUER, M. (1983) - Subduction de lithosphère continentale, décollement croûte-manteau et chevauchements d'échelle crustale dans la chaîne de collision himalayenne. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 296, 481-486.
- MOLNAR, P. & TAPPONNIER, P. (1981) - A possible dependance of tectonic strength on the age of the crust in Asia. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 52, 107-114.
- MULUGETA, G. (1985) - Dynamic models of continental rift valley systems. *Tectonophysics*, 113, 49-73.
- OERTEL, G. (1965) - The mechanism of faulting in clay experiments. *Tectonophysics*, 2, 343-393.
- OXBURGH, E.R., TURCOTTE, D.L. (1974) - Thermal gradients and regional metamorphism in overthrust terrains with special reference to the eastern Alps. *Schweiz. miner. petrogr. Mitt.* 54, 641-662.
- PATRIAT, P. and ACHACHE, J. (1984) - India-Eurasia collision chronology has implications for crustal shortening and during mechanism of plates. *Nature* 311, 615-621.
- PELTZER, G. (1983) - Naissance et évolution des décrochements lors d'une collision continentale. Thèse de 3e cycle, Paris VII.
- PELTZER, G., GILLET, Ph. and TAPPONNIER, P. (1984) - Formation de failles dans un matériau modèle : la plasticine. *Bull. Soc. Geol. France*, t. XXVI, n° 1, 161-168.
- 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. *Acad. Sci. Paris, Comptes-rendus*, 294, 1341-1348.

- POIRIER, J.P. (1980) - Shear localization and shear instability in materials in the ductile field. *J. of Struct. Geol.*, 2, 135-142.
- PRIOUR, D. (1985) - Genèse des zones de cisaillement : application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. *Mem. Doc. Centre Arm. Et. Struct. Socles, Rennes*, 4 : 157 p.
- RAMBERG, H. (1963) - Experimental study of gravity tectonics by means of centrifuged models. *Bull. Geol. Inst. Univ. Upsala*, 42, 1.
- RAMBERG, H. (1981) - Gravity, deformation and the Earth's crust (2nd edition). Academic Press, 195-226.
- RAMBERG, H. and SJÖSTRÖM, H. (1973) - Experimental geodynamic models relating to continental drift and orogenesis. *Tectonophysics*, 19, 105-132.
- RAMSAY, J.G. and GRAHAM, R.H. (1970) - Strain-variation in shear-belts. *Can. J. Earth. Sci.* 7 (3), 786-813.
- RUBIE, D.C. (1984) - A thermal-tectonic model for high-pressure metamorphism and deformation in the sesia zone, western Alps. *Journal of Geology*, vol. 92, 21-36.
- SAWYLER, D.S. (1985) - Brittle fracture in the upper mantle during extension of continental lithosphere. *J.G.R.*, vol. 90, B 4, 3021-3025.
- SHELTON, G. and TULLIS, J. (1981) - Experimental flow lavas for crustal rocks. *E.O.S. Trans. AGU*, 62, 396.
- SONDER, L.J. and ENGLAND, P.C. (1986) - Vertical averages of rheology of the continental lithosphere : relation to thin sheet parameters.
- STESKY, R.M., BRALE, W.F., RILEY, D.K. and ROBIN, P.Y. (1974) - Friction in faulted rock at high temperature and pressure. *Tectonophysics*, 23, 177-203.

- TAPPONNIER, P. (1977) - Evolution tectonique du système alpin en méditerranée : poinçonnement et écrasement rigide - plastique. Bull. Soc. Géol. France, t. XIX, n° 3, 437-460.
- TAPPONNIER, P., FRANCHETEAU, J. (1978) - Necking of the lithosphere and the mechanics of slowly accreting plate boundaries. J.G.R., vol. 83, B 8, 3955-3970.
- TAPPONNIER, P., MERCIER, J.L., ARMIJOR, HAN TONGLIN and ZHOU, J.I. (1981) - Field incidence for active normal faulting in Tibet. Nature, 294, 410-414.
- TAPPONNIER, P. and MOLNAR, P. (1976) - Slip-line field theory and layer-scale continental tectonics. Nature, vol. 264, 319-324.
- TAPPONNIER, P., PELTZER, G., LE DAIN, A.Y., ARMIJO, R. and COBBOLD, P.R. (1982) - Propagating extrusion tectonics in Asia : new insights from simple experiments with plasticine. Geology, 10, 611-616.
- TULLIS, J.A. (1979) - High temperature deformation of rocks and minerals. Rev. Geophys. Space Phys., 17, 1137-1154.
- TULLIS, J.A. and YUND, R.A. (1977) - Experimental deformation of dry wesserly granite. J. Geophys. Res., 82, 5705-5718.
- VENDEVILLE, B., COBBOLD, P.R., DAVY, P., BRUN, J.P. and CHOUKROUNE, P. (1985) -Physical models of extensionnal tectonics at various scales. J. Geol. Soc. Lond., in press.
- VILOTTE, J.P., DAIGNIERES, M., MADARIAGA, R. (1982) - Numerical modeling of intraplate deformation. Simple mechanicals models of continental collision. J.G.R., vol. 87, B 13, 10709-10728.
- VILOTTE, J.P., DAIGNIEREES, M., MADARIAGA, R. and ZIENKIEWICZ, O.C. (1984) - The role of la heterogeneous inclusion during continental collision. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 36, 236-259.
- WATTERSON, J. (1968) - Homogeneous deformation of the gneisses of Vesterland, S.W. Greenland. Medd. on Gronland 175 (6), 72.

WILLIS, B. (1893) - Mechanics of appalachian structure. 13th Ann. Rept.
U.S. Geol. Surv. 217-224.

YOXHALL, W.H. (1983) - Dynamic models in earth-science instruction.
Cambridge University Press, 210 p.

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). 140 F
- N°2 - G. QUERRE - Palingénèse 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). 85 F
- N°3 - J. DURAND - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie, Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9 tabl., 19 pl. (1985). 55 F
- 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). 55 F
- 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). 70 F
- 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) 55 F
- 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). 115 F
- N°8 - Ph. DAVY - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). 95 F

BON DE COMMANDE

A retourner à :

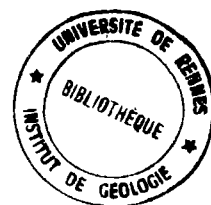
Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles
Mémoires et documents du CAESS
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
35042 - RENNES Cédex (France).

NOM
ORGANISME
ADRESSE

Veuillez me faire parvenir les ouvrages suivants :

N°	Auteur	Nb Exemplaires	Prix Unitaire	TOTAL
Frais d'envoi :				
1 volume : 15,00 F.				Total
par volume supplémentaire : 5,00 F.				Frais d'envoi
Montant total				

Veuillez établir votre chèque au nom de l'Agent Comtable de l'Université de Rennes I et le joindre au bon de commande.



Imprimé au CAESS

Dépôt Légal

2ème trimestre 1986

RESUME

Le propos de cette thèse est d'étudier les mécanismes physiques de la déformation intracontinentale sous le double aspect mécanique et thermique. A cause des nombreuses données structurales, géophysiques, pétrologiques ou géochronologiques existantes dans les domaines orogéniques, cette étude s'est plus particulièrement localisée sur la formation des chaînes de montagnes et d'une façon générale sur la collision continentale.

Dans une première partie, la déformation lithosphérique est abordée d'un point de vue strictement mécanique par une approche expérimentale qui rend compte d'une partie de la complexité des rhéologies lithosphériques continentales. En particulier, nous nous sommes attachés à respecter les deux comportements extrêmes qui se rencontrent dans la lithosphère :

- le comportement fragile (F) (croûte supérieure et dans certains cas une partie du manteau).

- Un comportement ductile (D) (croûte inférieure et majeure partie du manteau).

Les modèles analogiques ont été construits à partir de matériaux qui respectent ces propriétés et qui, de plus, sans l'aide d'une centrifugeuse, respectent la part des forces gravitaires par rapport aux forces tectoniques.

Pour respecter le degré de simplification des modèles (les modèles analogiques respectent essentiellement la dualité fragile-ductile et les différences de densité), nous avons considéré la lithosphère comme étant composée de quatre couches (croûte fragile, croûte ductile, manteau fragile, manteau ductile). L'application de la modélisation analogique à la déformation lithosphérique a alors été réalisée par une étude de la résistance à la déformation de chacune des couches de la lithosphère à partir des données expérimentales sur la rhéologie des roches et en fonction essentiellement de la structure thermique.

Trois séries d'expériences ont alors été réalisées afin de comprendre les relations entre les conditions aux limites, la composition rhéologique et les déformations :

- une première étude sur l'évolution de l'épaississement crustal pendant une collision a mis en évidence l'importance de la rhéologie sur la déformation.

- une deuxième étude a permis de caractériser la déformation tridimensionnelle associée au poinçonnement, en particulier la répartition dans l'espace des différents types de failles (chevauchements, décrochements et failles normales).

- enfin, une troisième étude a été réalisée pour étudier la vergence et la propagation des failles dans un système fragile-ductile.

Dans la deuxième partie de cette thèse, les conséquences thermiques liées à la superposition d'unités crustales ont été étudiées à partir d'un modèle numérique aux différences finies. Les évolutions thermiques (géothermes) et métamorphiques (Chemins Pression-Température-temps i.e. P,T,t) sont indépendantes du nombre d'unités chevauchées, de la chronologie respective des chevauchements et finalement de leur mode de propagation spatial. La forme des chemins (P, T, t) reflète donc en partie l'histoire tectonique des chaînes de montagne. Comme il est difficile de connaître l'histoire de la déformation dans les progènes uniquement à partir de l'état fini actuel, cette étude s'avère nécessaire pour interpréter les données pétrologiques (évolution de la température en fonction de la pression) et géochronologiques (qui peuvent dans la plupart des cas être considérés comme des relations température-temps) en fonction des événements tectoniques. Dans le cas des Alpes Occidentales, cette modélisation nous a permis de contraindre les schémas d'évolution tectonique.

La dernière partie de cette thèse traite directement des interactions thermo-mécaniques sur la déformation dans les orogènes. On constate en effet que la tectonique tangentielle, qui consiste à superposer des nappes "rigides" les unes sur les autres pour épaissir la croûte, ne peut expliquer tout le champ de déformation finie et les données métamorphiques dans les chaînes de montagne. Nous proposons un processus supplémentaire de déformation lié essentiellement aux forces gravitaires qui peut, d'une part, expliquer le champ de déformation finie, d'autre part, les données pétrologiques et géochronologiques dans des zones où le métamorphisme est intense (très haute température et faible pression), en particulier les dômes thermiques.

Mots Clés : Modélisation, Collision, Rhéologie, Métamorphisme.