HAL
archives-ouvertes.fr

Modelisation thermo-mecanique de l'extension continentale : developpements theoriques et applications au golfe de Corinthe (Grèce)

Laetitia Le Pourhiet

▶ **To cite this version:**

Laetitia Le Pourhiet. Modelisation thermo-mecanique de l'extension continentale : developpements theoriques et applications au golfe de Corinthe (Grèce). Sciences de la Terre. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. <tel-00589848>

HAL Id: tel-00589848

https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00589848

Submitted on 2 May 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.

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité

Sciences de la Terre

Présentée par
Laetitia Le Pourhiet

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :
Modélisation thermo-mécanique de l'extension continentale : développements théoriques et applications au golfe de Corinthe (Grèce)

Soutenue le 6 octobre 2004

Devant le jury composé de :
Melle Isabelle MORETTI …… Co-directeur de thèse
M Evgenii BUROV …… Co-directeur de thèse
M Jean CHERY …… Rapporteur
M Pascal BERNARD ……. Rapporteur
M Jean BRAUN ……. Examinateur
M Sierd CLOETINGH …….. Examinateur

Résumé

Comment caractériser et modéliser les paramètres qui contrôlent les mouvements verticaux, le flux thermique, la cinématique et la géométrie des failles néoformées durant les épisodes de rifting continental ?

Pour répondre à cette question, un code explicite thermomécanique 2D a été utilisé. Dérivé de l'algorithme Flac, il permet de prendre en compte des comportements rhéologiques complexes (visco-élasto-plastique) et s'avère très efficace pour modéliser les déformations non-linéaires à courtes et moyennes échelles de temps et d'espace. Cependant, pour traiter des écoulements incompressibles, ce type de code devient moins performant. Pour palier à ce problème, un code éléments finis (FEM, 2/3D) thermomécaniquement couplé, a été développé. L'impact de la prise en compte de rhéologie viscoélastique et d'une surface libre sur la topographie à l'aplomb d'un panache mantellique a ainsi pu être quantifié. Un algorithme implicite permettant d'inclure une rhéologie visco-élasto-plastique consistante dans le code FEM 2D est en cours de développement.

Par ailleurs, des expériences analogiques ont été menées en parallèle des études numériques 2D dans le but de valider l'approximation de déformation plane et de comprendre les implications tridimensionnelles de la présence d'hétérogénéités dans le socle pré-rift.

Tous ces outils ont permis de mettre en évidence, comment, à différentes échelles, la présence de plusieurs couches de lithologies différentes, peut entraîner des accélérations locales de la subsidence, l'asymétrie des structures ou des inversions du sens de migration des dépôts-centres.

En terme d'application, le golfe de Corinthe, un rift continental actif qui découpe la chaîne des Hellénides a reçu une attention particulière. La comparaison de modèles numériques 2D (Flac) et analogiques 3D a montré que l'évolution structurale d'est en ouest et la cinématique des failles du golfe peuvent être expliquées par la présence de la nappe des Phyllades dans les séries anté-rift du golfe.

Table des matières

Table des matières 3

Introduction 5

PREMIERE PARTIE: Modélisation Thermomécanique de l'extension continentale 7

CHAPITRE I L'extension continentale: un bref état des connaissances 9

1 _ Les deux classifications classiques du rifting 11

2 _ Les modèles mécaniques du rifting 16

CHAPITRE II Un modèle physique pour étudier la tectonique des plaques 19

1 _ De la géologie à la physique… 22

2 _ Les 6 équations manquantes : la rhéologie 31

3 _ Conclusions 40

CHAPITRE III Description de Paravoz 43

1 _ Discrétisation du continuum : 47

2 _ Description Physique 48

3 _ Interface et graphisme 56

CHAPITRE IV Influence de la structure « rhéologique » de la croûte continentale sur le rifting (application de Paravoz) 59

1 _ Problématique 61

2 _ Mise en œuvre numérique : 61

3 _ Résultats 64

4 _ Interprétations 71

CHAPITRE V Description du code FEM thermomécanique couplé 2/3D 77

1 _ Généralités et description du code FEM 79

2 _ Résolution de l'équation de la chaleur dans l'élément maître 93

3 _ Résolution de l'équation d'équilibre des contraintes dans l'élément maître 98

CHAPITRE VI Interactions panache/lithosphère (application du code FEM) 109

1 _ Descriptions des modèles et de leurs paramètres 111

2 _ Résultats des calculs préliminaires 114

3 _ Résultats de la série continent 117

4 _ Conclusions et perspectives 123

CHAPITRE VII Conclusions et perspectives de développement numériques 125

SECONDE PARTIE : Héritage structural à l'échelle lithosphérique et crustale : Cas du golfe de Corinthe _____ *129*

CHAPITRE I Contexte géologique du golfe de Corinthe _____ **131**

1 _ Cinématique actuelle de la région Egéenne _____ 133

2 _ Histoire alpine _____ 135

3 _ Structure profonde de l'Égée actuelle _____ 138

4 _ Le golfe de Corinthe _____ 140

CHAPITRE II Influence de la présence de variations d'épaisseur crustales héritées en position d'arrière arc _____ **149**

CHAPITRE III Influence de la nappe des phyllades sur la cinématique de l'ouest du golfe de Corinthe : le concept du « dipping pie » _____ **171**

1 _ Problématique et concept du « dipping pie »: _____ 173

2 _ Paramétrisation de l'étude thermomécanique 2D _____ 175

3 _ Résultats _____ 178

4 _ Application au golfe de Corinthe _____ 190

CHAPITRE IV Extension du concept à trois dimensions : Modèles numériques 2D vs modèles analogiques 3D _____ **205**

1 _ D'une étude thermomécanique à son équivalent analogique… _____ 207

2 _ Résultats _____ 210

3 _ Comparaison des résultats analogiques et thermomécaniques _____ 213

4 _ Discussion sur l'interprétation des modèles analogiques à l'aide de Benchmarks numériques … Sur simplifications ? _____ 214

5 _ Conclusion des benchmarks _____ 223

CHAPITRE V Conclusions quant à la formation du golfe de Corinthe _____ **225**

Bibliographie _____ ***233***

Introduction

La compréhension de l'extension continentale passe d'une part, par la mise au point de modèles physiquement corrects, et réalistes, de la lithosphère continentale et d'autre part, par la comparaison des résultats de ces modèles avec des cas réels. Durant ces trois ans (un peu plus avec le DEA), j'ai essayé de mener de front ces deux approches:

- La première consiste à adapter et/ou développer des outils numériques performants (*on the state of art*) nécessaires à un géologue pour aborder la modélisation de l'extension continentale et de la formation des bassins sédimentaires. Dans cette optique, des codes thermomécaniquement couplés sont indispensables, ils permettent de modéliser la formation des bassins en prenant en compte la multitude des facteurs physiques et mécaniques qui influencent leur évolution.
- La seconde consiste à confronter les résultats des modélisations à un cas réel : le rift de Corinthe.

Entre ces deux approches, le pas à franchir peut être grand…

Dans un premier temps, la quintessence des données disponibles dans la littérature sur le cas géologique choisi doit être extraite. Dans un second temps, il faut confronter les données aux modèles généraux existants. Il est ensuite possible de poser un problème physique simple, mais suffisamment proche de la réalité, pour obtenir des résultats numériques apportant des réponses à une question précise ayant un intérêt géologique régional. Le piège classique du jeu de l'ajustement des paramètres mal contraints afin de coller à des données doit, autant que faire se peut, être évité.

Dans la première partie de cette thèse, les fondements théoriques de la modélisation thermomécanique de l'extension continentale seront abordés en commençant par un bref rappel de l'état des connaissances concernant les aspects cinématiques, et dynamiques du problème. Puis, la question de la rhéologie de la lithosphère sera abordée par le biais d'une discussion sur l'applicabilité de la mécanique des milieux continus aux problèmes géodynamiques. Cette discussion sera suivie de la description détaillée des codes thermomécaniques utilisés et développés durant ces trois ans et qui modélisent le comportement de la croûte, de la lithosphère et du manteau supérieur durant l'extension continentale. Du point de vue théorique, deux problèmes seront abordés en application de ces deux codes :

- Le premier concerne l'influence de la structure lithologique et rhéologique de la croûte continentale sur la dynamique, la cinématique et la géométrie des zones de cisaillement qui la découpent durant l'extension.

- Le second concerne l'origine de l'extension. Le but est de comprendre les conséquences de l'interaction entre un panache mantellique et la bordure d'un craton à l'échelle du manteau supérieur en prenant en compte une lithosphère continentale plus réaliste que dans les modèles de convection

classique. C'est-à-dire en l’existence d’une surface libre, de fortes variations latérales de rhéologie et du comportement viscoélastique de la lithosphère.

Puis viendra le temps du passage de la théorie, et du monde brillant des idées, à la dure, mais parfois ensoleillée, réalité du terrain, des données contradictoires et des milieux hétérogènes avec leur héritage structural complexe.

La seconde partie de ce manuscrit commence par un rappel du contexte géologique de golfe de Corinthe, un rift actif où la cinématique actuelle des failles est désormais bien contrainte car il est le cœur d’un projet européen draine un flux permanent de nouvelles les données. Ce rift structuralement complexe, il présente notamment de fortes variations structurales N-S et E-W et recoupe une ancienne branche de la chaîne alpine.
Différents modèles seront examinés, à l’échelle lithosphérique, tout d’abord, avec une étude du couplage thermomécanique entre le *slab* hellénique et la croûte au niveau du golfe de Corinthe ; puis, à l’échelle de la croûte supérieure, dans le but de comprendre l’influence des structures héritées de l’orogenèse alpine sur la cinématique et la dynamique du rift de Corinthe.
Quelques modèles analogiques seront aussi présentés afin d'avoir une image 3D de la déformation mais aussi de quantifier la représentativité de ce type d'approche.
En conclusion, un modèle dans lequel la nappe des Phyllades sert de niveau de décollement, est proposé pour la partie ouest du Golfe de Corinthe. Ce modèle pourra alors être élargi à toutes les zones d’extension active de la région.

PREMIERE PARTIE: Modélisation Thermomécanique de l’extension continentale

CHAPITRE I
L'extension continentale: un bref état des connaissances

L'étude de l'extension continentale n'est pas uniquement liée à une simple curiosité scientifique. Ce sont généralement dans ces zones d'extension que se développent les bassins sédimentaires qui constituent les réserves mondiales de minerais et d'énergie. Pour quantifier l'évolution du craquage des hydrocarbures et pour comprendre la morphologie des réservoirs, il est nécessaire de comprendre d'une part la cinématique et la géométrie des failles (pièges et drains potentiels) qui contrôlent la formation de ces bassins d'autre part, de pouvoir quantifier les variations du flux de chaleur associées à leur formation.
De ces critères économiques, deux types de modèles liés à deux types de classifications se sont historiquement imposés : les modèles dynamiques et les modèles cinématiques. Ces deux classifications ne se recoupent pas forcément.

1 _ Les deux classifications classiques du rifting

A _ Classification dynamique

Cette classification a été établie pour répondre à la question du moteur de l'extension continentale, elle est basée sur le bilan des forces s'exerçant sur la lithosphère continentale. Ces forces sont de trois types :

- les forces aux limites (gravitaires à l'échelle des plaques):

  Malgré leur dénomination de « forces de surfaces », l'origine des forces aux limites s'exerçant sur les plaques est thermo-gravitaire. Elles sont principalement liées à l'expansion océanique (*ridge push* ~$3x10^{12}$ N/m [Parsons and Richter, 1980 ; Bott, 1991 ; Richardson, 1992]), la traction du slab ne participant que très faiblement à l'état de contrainte intra-plaque de la lithosphère [Forsyth and Uyeda, 1975]. D'une manière générale, les plaques continentales ne sont jamais à proprement dit en tension [Zoback, 1992] mais il peut arriver que le couplage entre la lithosphère océanique et la lithosphère continentale au niveau des marges actives soit très faible comme dans les cas de retrait du slab. La lithosphère peut alors se retrouver en tension « aux limites » (Figure 1-1).

- les forces d'Archimède (forces gravitaires locales):
  - internes à la lithosphère (Figure 1-2).

  Elles sont crées par les hauts topographiques et les racines crustales et lithosphériques qui représentent un surplus, ou un déficit, de masse et peuvent provoquer l'écroulement gravitaire de la lithosphère [Artyshkov, 1973; Bott and Kusznir, 1984 ; Coblentz et al., 1994; Fleitout and Froidevaux, 1982 ; Zoback, 1992].
  - Profondes / mantelliques

  La présence dans le manteau supérieur d'anomalies thermiques chaudes peut provoquer localement une force de poussée suffisante pour créer un bombement lithosphérique et l'extension qui s'en suit [Bott, 1992 ; Fleitout and Yuen, 1984; Houseman and England, 1986 ; Keen, 1985; Keen and Boutilier, 1995; Moretti and Froidevaux, 1986 ; Yuen and Fleitout, 1985] (Figure 1-3).

- le cisaillement basal

  Le concept de cisaillement basal nécessite la résolution d'un problème de condition aux limites à la base de la lithosphère. Elles peuvent être du type :

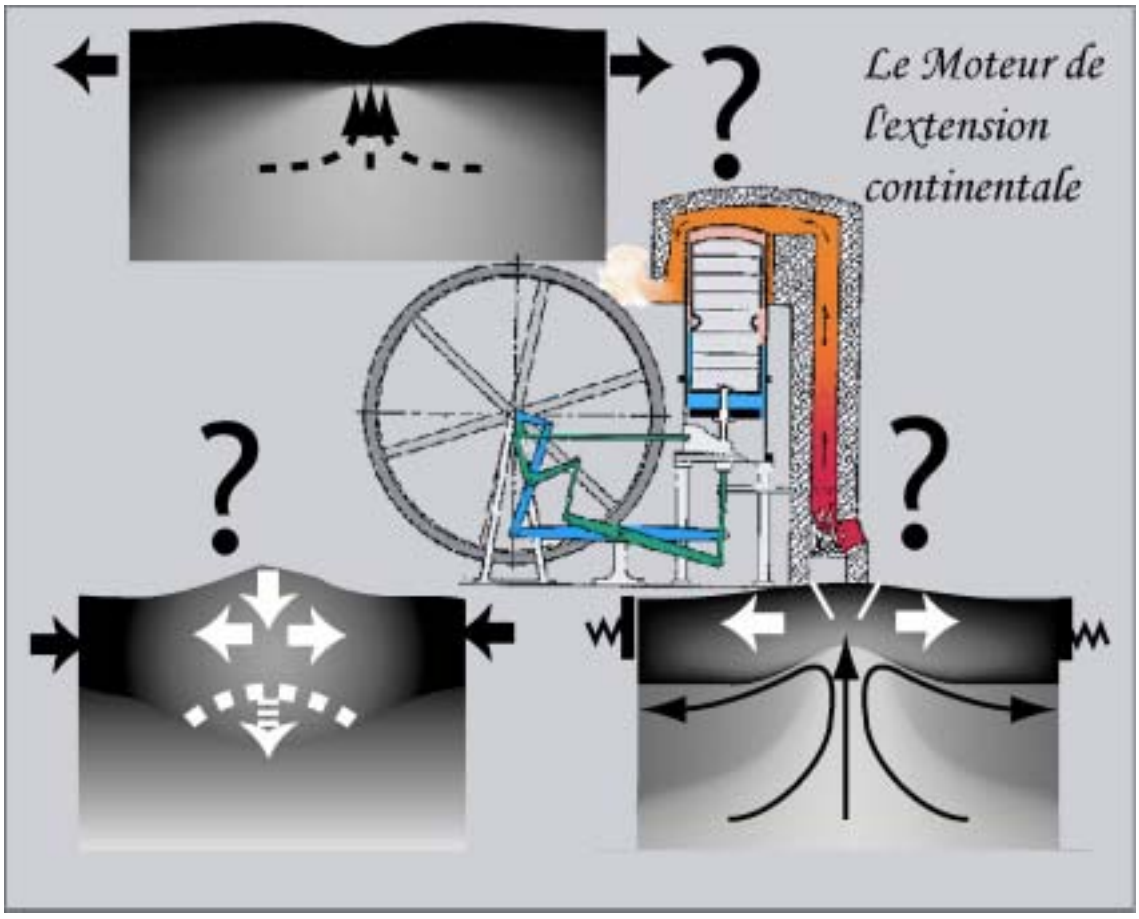


Figure 1

Les moteurs du rifting sont très variables :

*1) extension aux limites (*far field forces*)*

Ce cas n’a de sens que localement car il n’existe pas réellement de forces de traction dans le système.

*2) écroulement gravitaire (*collapse*)*

*C’est le cas le plus complexe, l’extension peut être locale et liée uniquement à la rotation des axes principaux des contraintes sous l’effet du surplus de masse créé par la topographie. Cet effet est amplifié par la chute de résistance de la lithosphère sous l’effet de l’augmentation de la température au centre de l’orogène (*shear heating *+ production radiogénique liés à la production de granite). Enfin, l’écroulement gravitaire peut aussi devenir catastrophique, si la racine lithosphérique, dense et donc gravitairement instable, se détache.*

3) anomalie mantellique chaude

Un panache, ou, à plus petite échelle n’importe quelle instabilité convective chaude dans le manteau supérieure engendre des variations latérales de la température à la base de la lithosphère entraînant d’une part la formation d’un gradient topographique par rééquilibrage isostatique et d’autre part une perte de résistance locale de la lithosphère par réchauffement conductif (augmentation du gradient thermique) et advectif (délamination basale) ou/et par flexure.

- *free slip :* Dans ce cas, une zone de faiblesse localisée existe à la frontière entre la lithosphère mantellique et le manteau profond.
- *No slip :* Les plaques lithosphériques se déplacent alors à la même vitesse que les courants convectifs du manteau sous-jacent.
- *Partial slip :* Le couplage entre la convection et les plaques est partiel.

La convection mantellique à grande échelle exerce un cisaillement horizontal d'autant plus fort à la base des plaques continentales que leur racine mantellique est profonde (disparition de la zone de faible vitesse sismique). Ce cisaillement induit dans la lithosphère des forces en tension dans le cas des courants ascendant et des forces en compression au niveau des courants descendant [Ziegler, 1992]. Cependant, si on considère que la vitesse des courants convectifs en surface correspond à la vitesse des plaques océaniques, alors les plaques continentales se déplaçant plus lentement [Demets et al., 1990; Forsyth and Uyeda, 1975], le cisaillement en base de plaque dait plutôt jouer un rôle de frein qu'un rôle de moteur vis-à-vis du déplacement des plaques. Par contre, il est probable que les variations latérales de l'intensité du cisaillement basal permettent d'amincir la lithosphère.

La classification dynamique des rifts est historiquement basée sur la présence ou l'absence de volcanisme et de bombement topographique précédent l'extension [Sengor and Burke, 1978]. Il est d'usage d'appeler passif, un rift n'étant pas marqué en surface par la présence de volcan, et actif, un rift dont l'ouverture est précédée d'une phase de volcanisme.
A l'heure actuelle cette classification devient de plus en plus discutable d'une part parce que les causes du volcanisme peuvent être multiples (panache mantellique, diapirisme asthénosphérique, délamination de la racine lithosphérique ou fusion partielle de la croûte…), d'autre part parce que le terme de passif n'est pas vraiment approprié pour décrire l'écroulement gravitaire d'une chaîne de montagne et enfin parce que le régime de déformation peut varier au cours du temps d'un régime passif à un régime actif [Huismans, 1999].

La question du moteur reste néanmoins importante économiquement (prédiction du flux de chaleur pour l'exploration pétrolière) et scientifiquement, car c'est en quantifiant plus précisément les forces misent en jeu qu'il sera peut être possible de comprendre l'importance des couplages entre le manteau supérieure et la lithosphère continentale.

*B _ Classification cinématique (*pure shear versus simple shear*)*

L'une des questions majeures concernant l'extension continentale concerne le mode de cisaillement (simple « asymétrique, rotationel » ou pur « symétrique, non rotationel » Figure 2) à l'échelle de la lithosphère [Mc Kenzie, 1978 ; Wernicke, 1985] ou de la croûte [Kusznir et al., 1987 ; Le Pourhiet et al., 2004a], car ce facteur contrôle trois paramètres :

- la connectivité entre les bassins sédimentaires (les réservoirs)
- le flux de chaleur à la base des bassins
- la surface des failles (i.e. la magnitude des séismes).

Le premier de ces paramètres affecte l'exploitation des ressources en eau (circulation des polluants, taille des aquifères) et en hydrocarbures. Le second affecte les possibilités de maturation de la matière organique et le troisième est très important en terme de prédiction des risques naturels.

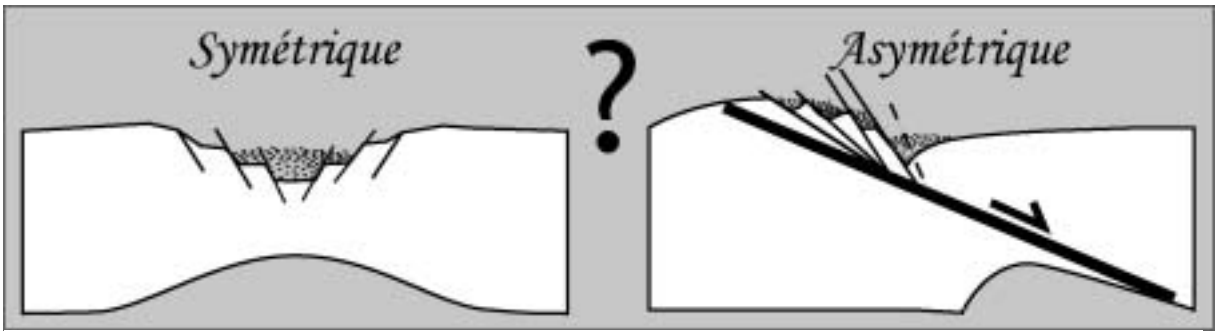


Figure 2
Représentation très schématique d'un graben (symétrique) et d'un demi-graben (asymétrique)

Les deux cas extrêmes sont les modèles de rifting en cisaillement pur à l'échelle de la lithosphère (i.e. modèle de Mc Kenzie ou de cisaillement simple à l'échelle de la lithosphère (i.e. modèle de Wernicke [Wernicke, 1981; Wernicke, 1985]).

- Le premier modèle (Figure 3) considère un amincissement tectonique instantané de la lithosphère à t_0 causant une subsidence localisée et une augmentation instantanée du flux de chaleur. Cet événement tectonique est suivi d'une longue phase de relaxation thermique caractérisée par une seconde phase de subsidence, dite *post-rift*, souvent observée dans les bassins intra-cratoniques et sur les marges océaniques. Développé par [Mc Kenzie, 1978], il fût amélioré par la suite par la prise en compte d'un amincissement non instantané de la lithosphère, des transports de chaleur latéraux et des effets de *blanketing* liés au dépôt rapide de grande quantité de sédiments [Royden and Keen, 1980; Turcotte and Emerman, 1983; Lucazeau and Le Douaran, 1985 ; Karner et al., 1992; Stephenson et al., 1989]. Il reste largement utilisé dans le monde pétrolier car en terme de première approximation, ce modèle donne très rapidement suffisamment précis.

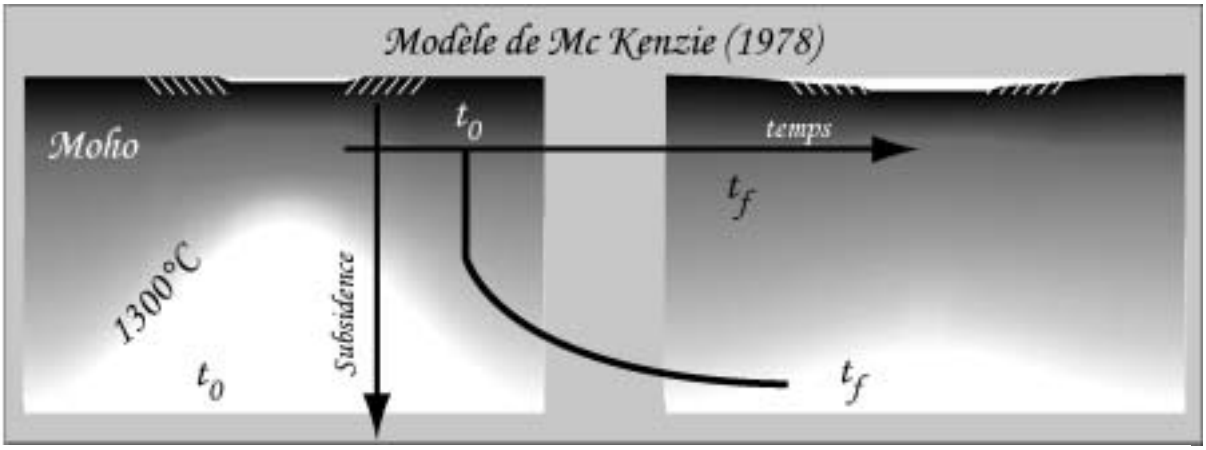


Figure 3
A gauche : distribution de la température à t_0 après une période de subsidence instantanée
A droite : Géotherme quasiment relaxé.
La subsidence dans le bassin est marquée par les sédiments en blanc au sommet des schémas

- Le second modèle (Figure 4) est basé sur des observations géologiques faites dans la régions des *Basins and Ranges (Colorado)*. Dans cette région de l'Amérique du Nord, les failles normales à fort pendage et des unités volcano-sédimentaires non-métamorphiques contemporaines de l'extension reposent directement sur un front mylonitique sub-horizontale dans lequel la déformation est unidirectionnelle. Par ailleurs, il n'existe pas dans ces bassins de preuves de l'existence d'une phase de relaxation thermique post-rift. Ces deux arguments sont en faveur d'un mode d'extension en cisaillement simple à l'échelle de la lithosphère qui permettrait d'expliquer le décalage entre l'amincissement crustal et lithosphérique

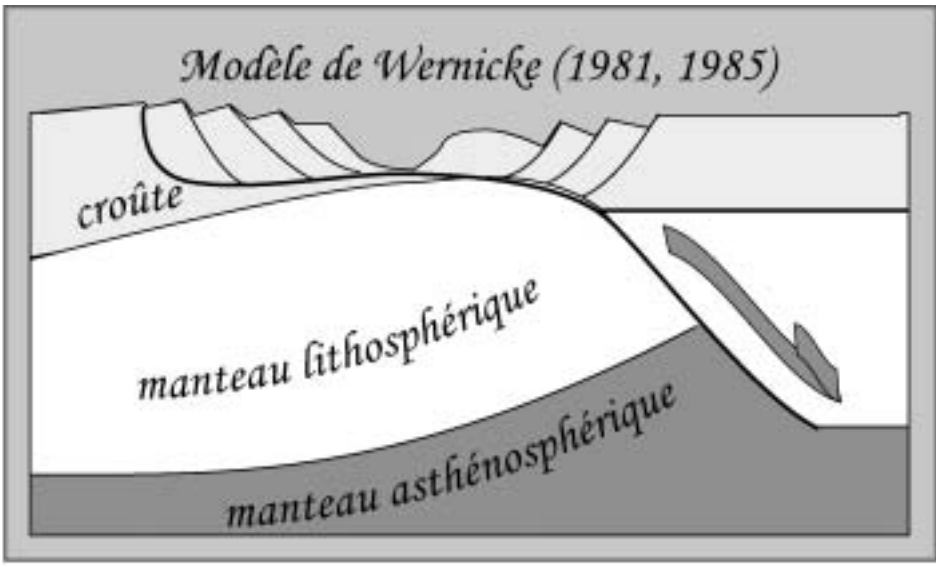


Figure 4
Modèle cinématique de rifting en mode de cisaillement simple à l'échelle de la lithosphère

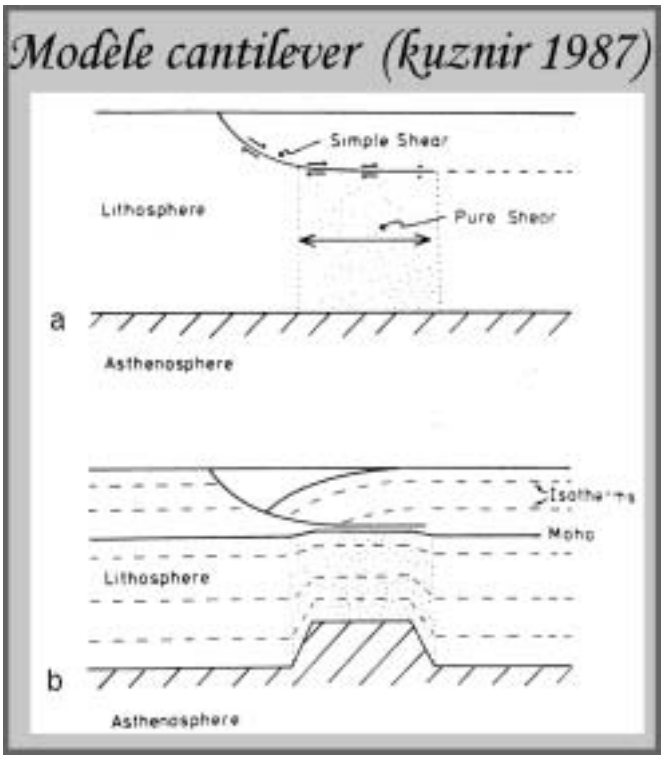


Figure 5
Combinaison du mode cisaillement simple dans la croûte et du mode cisaillement pure dans le manteau lithosphérique.
Reproduit de l'article original

Il est aussi possible d’expliquer ce décalage et la formation de graben asymétrique à l’aide d’un modèle combinant une bande de cisaillement asymétrique dans la croûte et un mode d’extension en cisaillement pur dans le manteau. Ce modèle implique l’existence d’un grand niveau de décollement en base de croûte (modèle *cantilever* [Kusznir et al., 1987] ; Figure 5).

2 _ Les modèles mécaniques du rifting

L’étirement de la lithosphère entraîne une redistribution du champs de température et donc de la résistance de la lithosphère.

A _ Modèles flexuraux

L’extension de la lithosphère mène à une redistribution temporelle et spatiale des charges verticales sous l’effet des processus d’érosion-sédimentation et de l’étirement différentiel de la croûte et du manteau qui n’ont pas la même densité.

Deux grands types de modèles flexuraux existent :

- modèle de plaques « cassées »

  Les premiers modèles flexuraux de rifting incluaient des plaques semi-infinies séparées initialement par une faille. L’hypothèse de Veining Meinesz [Heiskanen and Vening Meinesz, 1958] considère que les failles sont des zones sans friction qui par leur pendage entraînent des changements de charge d’un bloc à l’autre de la faille. Il est alors possible de calculer l’emplacement de la prochaine faille en calculant l’endroit où le rayon de courbure est le plus petit [Bullard, 1936]. Ce type de modèle a ensuite été repris en y ajoutant des conditions aux limites plus complexes e.g. [Spadini and Podladchikov, 1996] ou en changeant la structure rhéologique de la croûte [Van Balen et al., 1998] mais l’idée reste la même. [Burov et al., 1994] ont aussi proposé un modèle flexural dans lequel deux plaques élastiques semi-infinies résistantes entourent une zone de faiblesse : le rift.

- modèle de plaque infinie à rigidité variable :

  Beaucoup de modèles flexuraux ont été utilisés pour expliquer la géométrie des corps sédimentaires post rift. Il partent tous du principe que le rifting fait varier latéralement l’épaisseur élastique des plaques par un effet thermique [Ebinger et al., 1989; Stephenson et al., 1989 ; Ebinger et al., 1999; Ebinger et al., 1991;Le Solleuz, 2003] ou par étirement différentiel [White and McKenzie, 1988]. La géométrie des bassins sédimentaires peut alors permettre de retrouver la répartition de la résistance de la lithosphère au cours du temps.

  Certains modèles sont basés sur l’existence d’un niveau de référence correspondant à une isobathe hypothétique n’ayant subit aucun déplacement vertical durant le rifting. Dans le cas d’un modèle d’extension en cisaillement pure, ce niveau est appelé niveau de striction (ang.: *necking)* et correspond à la partie la plus résistante de la lithosphère [Braun and Beaumont, 1989; Chéry et al., 1992; Kooi et al., 1992]. Dans le cas des modèles *cantilever*, il correspond au niveau de décollement séparant la croûte du manteau [Kusznir et al., 1987].

B _ Modèles partiellement contrôlés par la rhéologie

Au cours de l'extension, la résistance de la lithosphère est amenée à varier considérablement. Deux effets entre alors en compétition :

- l'adoucissement thermique
- le durcissement lié à l'amincissement de la croûte qui est, peu à peu, remplacée par le manteau lithosphérique

En se basant sur ces deux phénomènes, une classification mécanique, à trois pôles, du rifting a pu être établie [Buck, 1991]. Elle se base sur le calcul 1D vertical de la force nécessaire pour continuer l'extension à un taux de déformation horizontal constant

Le premier pôle correspond à celui des rifts étroits (*narrow rifts*) qui sont les rifts pour lesquels l'adoucissement thermique est prédominant (graben du Rhin, golfe de Suez, rift Est africain, Rio Grande…)

Le second pôle correspond à celui des rifts larges (wide rifts) qui sont des rifts pour lesquels le durcissement est prédominant menant inévitablement à la migration de la zone où se localise l'extension (Basin and Range, mer Egée).

Le troisième pôle celui des *metamorphic core complexe* est hybride et ne dépend que d'un seul paramètre : la capacité de la croûte inférieure à fluer (*diffusivity of flow*). Ce paramètre dépend lui-même de deux facteurs : la viscosité du canal ductile et son épaisseur.

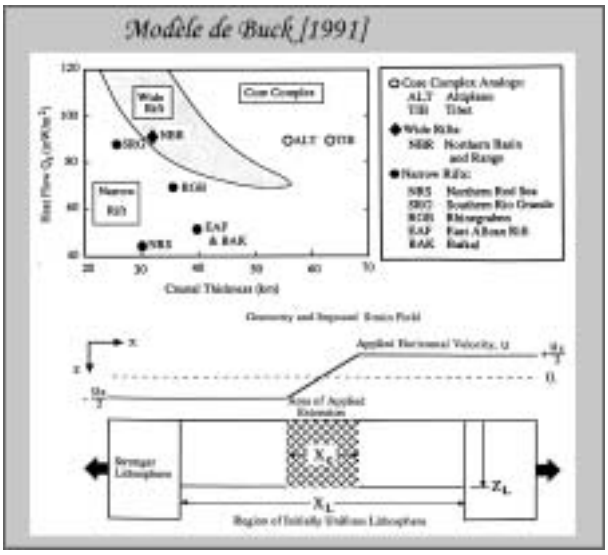


Figure 6

En haut : comparaison entre des rifts réels et le prédiction du modèle
En bas : conditions aux limites sur le modèle 1 D, la zone d'extension et la vitesse d'ouverture sont constantes au cours du temps.
Reproduit de [Buck, 1991]

Ce modèle assume que la déformation extensive est localisée. Il permet d'obtenir une classification pratique des rifts en fonction de très peu de paramètres mais ne permet pas de comprendre dynamiquement les transitions de modes car le taux de déformation est imposé.

C _ Modèles numériques thermomécaniques dynamiques

L'utilisation, maintenant croissante, des codes numériques pour étudier le rifting à l'échelle de la lithosphère a beaucoup apporté à la compréhension globale du rifting. Les études de [Bassi, 1991] et [Bassi et al., 1993] ont établi, à l'aide de modèles thermomécaniques, une classification thermo-

rhéologique, de la géométrie des rifts, similaire (*wide* ou *narrow*) et compatible avec la classification de [Buck, 1991] :

Soumise à l’extension :

- une lithosphère froide constituée de matériaux réfractaires (e.g. olivine sèche) formera un rift étroit
- une lithosphère froide constituée de matériaux peu réfractaires (e.g. olivine humide) formera un rift intermédiaire
- une lithosphère chaude, même si elle est constituée de matériaux réfractaires, formera un rift large.

Mais la encore, la localisation de la déformation était imposée.

En effet, lorsque aucune discontinuité de vitesse n’est imposée au centre des modèles la localisation de la déformation devient un véritable problème.

Différentes solutions y ont été apportées. Certaines considèrent des adoucissements mécaniques :

- visqueux
    - liés à des processus de transformation minéralogique e.g. [Braun et al., 1999a; Gueydan et al., 2003]
    - ad hoc e.g. [Frederiksen and Braun, 2001]
    - par *shear heating* e.g. [Regenauer-Lieb and Yuen, 1998]
- plastiques
    - liés aux coefficients de friction e.g. [Bos, 2001 ; Huismans and Beaumont, 2002]
    - liés à la diminution de la cohésion e.g. [Lavier et al., 1999]

D’autres études considèrent des hétérogénéités préexistantes :

- mécaniques
    - chaînes de montagnes e.g. [Huismans, 1999]
    - fusion partielle e.g. [Tirel et al., 2004],
- thermiques
    - panaches e.g. [D'Acremont et al., 2003; Sleep, 1971]
    - anomalies thermiques e.g. [Burov and Poliakov, 2001; Huismans, 1999]
- ou ad hoc e.g. les graines mécaniques ou thermiques

Cette approche a aussi permis d’étudier les couplages existants entre les processus de surface [Braun et al., 1999b ; Kooi and Beaumont, 1994] et la lithosphère, permettant ainsi de mettre en évidence, comment les processus d’érosion-sédimentation agissent sur la localisation de la déformation e.g. [Branlund et al., 2000; Burov and Cloethings, 1997] et peuvent causer des phénomènes d’amincissement différentiel e.g. [Burov and Poliakov, 2001].

CHAPITRE II
Un modèle physique pour étudier la tectonique des plaques

Concernant la géodynamique terrestre, le paradigme actuel, la tectonique des plaques, fut d'abord proposé sous la forme d'un concept prémonitoire par Pekeris en 1935 et Holmes en 1945 en se basant sur le fait que le refroidissement de la terre devait conduire à des phénomènes de convection dans le manteau. A cette époque, le concept fut débouté par Sir Jeffreys puis remis à l'ordre du jour avec l'exploration des fonds océaniques. Le concept actuel de la tectonique des plaques est née à la fin des années 60 grâce à la découverte des dorsales médio-océanique, à la datation des îles océaniques, à l'énoncée de l'hypothèse de l'expansion océanique (Hess 1962) et sa confirmation par la découverte des bandes d'anomalies magnétiques sur le plancher océanique (Wynes & Mattews). Ce sont, d'une part, Jason Morgan à l'AGU en 1967 et d'autre part, Dan Mc Kenzie et Robert Parker, en se basant sur des arguments sismologiques, dans Nature en 1968, qui énoncèrent finalement se principe simple :

La lithosphère se divise en un certain nombre de plaques rigides et capables de transmettre les contraintes sur de longues distances. Elles se déplacent les unes par rapport aux autres en glissant sur l'asthénosphère. La déformation se concentre aux limites de plaques qui peuvent être convergentes (destructives), divergentes (constructives) ou transformantes (conservatives).

Cette idée aura mis longtemps à mûrir, mais elle a conquis la communauté scientifique très rapidement et s'est imposée par son caractère unificateur (volcanisme, chaîne de montagne, répartition de la sismicité…)

Si cette théorie permet d'expliquer beaucoup des phénomènes, elle n'est pourtant pas encore parfaite. Pour preuves, la multiplication des plaques et microplaques continentales depuis l'amélioration des techniques de triangulation et l'avènement du GPS et la question du moteur, c'est-à-dire du couplage entre la convection et le mouvement des plaques, qui n'est toujours pas réglée…

Le début du XX^{ième} siècle fut dominé par l'idée d'un moteur vertical découvert par Airy en 1855 : l'isostasie. Sa fin, avec l'avènement de la tectonique des plaques, fut dominée par l'idée que les mouvements horizontaux dominent le design de la surface de la planète… Ses détracteurs se concentrent donc maintenant à prouver que les mouvements verticaux et notamment l'érosion et la sédimentation constituent aussi un moteur puissant…

Tous ces débats, entre dérive et effondrement (qui débutèrent timidement du temps d'Aristote lorsqu'on essayait déjà d'expliquer la présence de formes marines au sommet des chaîne de montagne), reposent sur le fait que la surface de la terre est un objet dynamique soumis à la fois à des contraintes et à des forces de volumes.

En se plaçant dans certains cadres spatio-temporels des sciences de la Terre (sismologie, convection à grande échelle), il est possible de simplifier la rhéologie des matériaux terrestres. Cependant, lorsqu'il s'agit de comprendre les processus qui régissent la dynamique de la lithosphère à l'échelle de quelques dizaines de million d'années, aucune autre simplification n'est possible à priori.

Il devient nécessaire de pouvoir effectivement simuler et quantifier les interactions Terre-fluide/ Terre-solide pour estimer si elles peuvent être effectivement négligées et pour comprendre l'influence de ces couplages intrinsèquement non linéaires sur l'évolution des structures tectoniques.

1 _ De la géologie à la physique…

A _ Définitions controversées de la lithosphère et des plaques tectoniques

La structure qui est au centre de notre étude : LA LITHOSPHERE, est l'enveloppe la plus externe de la Terre, celle que l'on observe dans le plus de détails, celle qui nous impressionne par ces montagnes, ses bassins et ses fosses océaniques. On pourrait en donner plusieurs dizaines de définitions mais l'étymologie (1890-1895) même de ce mot reste la définition la plus correcte : elle indique qu'il est question d'une sphère de « roche », d'une sphère constituée de silicates, à l'état solide, qui contraste avec le manteau supérieur, qui doit être fluide sur les longues périodes de temps, pour que les grandes structures de la lithosphère puissent atteindre l'équilibre isostatique.

Il existe trois grandes définitions de la lithosphère :

- Thermique : La base de la lithosphère est une couche limite thermique correspondant à la transition d'un régime de transport de chaleur par advection à un régime de transport par conduction. Cette définition ne contient aucune information réelle sur la résistance des matériaux inclus dans la lithosphère.

- Sismologique : La base de la lithosphère sismologique correspond à une zone de faible vitesse qui affecte surtout les ondes de cisaillement (S) mais qui se marque aussi par une atténuation des ondes de volume (P), observations qui dénotent la présence de fluides (issus de la fusion partielle ou autres).

- Elastique : L'épaisseur élastique équivalente est mesurée par le degré de flexure de la lithosphère, lui-même, mis en évidence grâce aux mesures gravimétriques d'isostasie régionale. Elle dépend du temps, mais seule l'épaisseur élastique de long terme est généralement considérée (10-100km).

Aucune de ces définitions ne correspond réellement aux plaques désignées par la tectonique des plaques classique.

Les deux premières définitions concordent assez bien en terme d'épaisseur car elles sont toutes deux intimement reliées à la température qui est le facteur prédominant qui contrôle la résistance au fluage des silicates mais elles ne correspondent pas à la définition des plaques tectoniques car rien n'indique dans cette définition qu'elles ne peuvent pas subir de déformation internes significatives.

La définition élastique indique des épaisseurs beaucoup plus faibles qui correspondent en fait à la partie de la lithosphère qui peut transmettre les contraintes appliquée aux limites sans atténuation, c'est-à-dire en se déformant uniquement élastiquement. Cela correspond bien à la définition originelle de la tectonique des plaques, mais l'épaisseur élastique équivalente, contrairement à la lithosphère au sens strict, n'a pas de réalité physique.

B _ Contraintes géologiques sur la rhéologie de la lithosphère

a) Comportement élastique de la lithosphère

La première loi de comportement que l'on peut associer à la lithosphère à grande échelle est l'élasticité linéaire. Ce comportement est mis en évidence par la propagation des ondes sismiques dans le milieu mais transparaît aussi dans les anomalies du Géoïde.

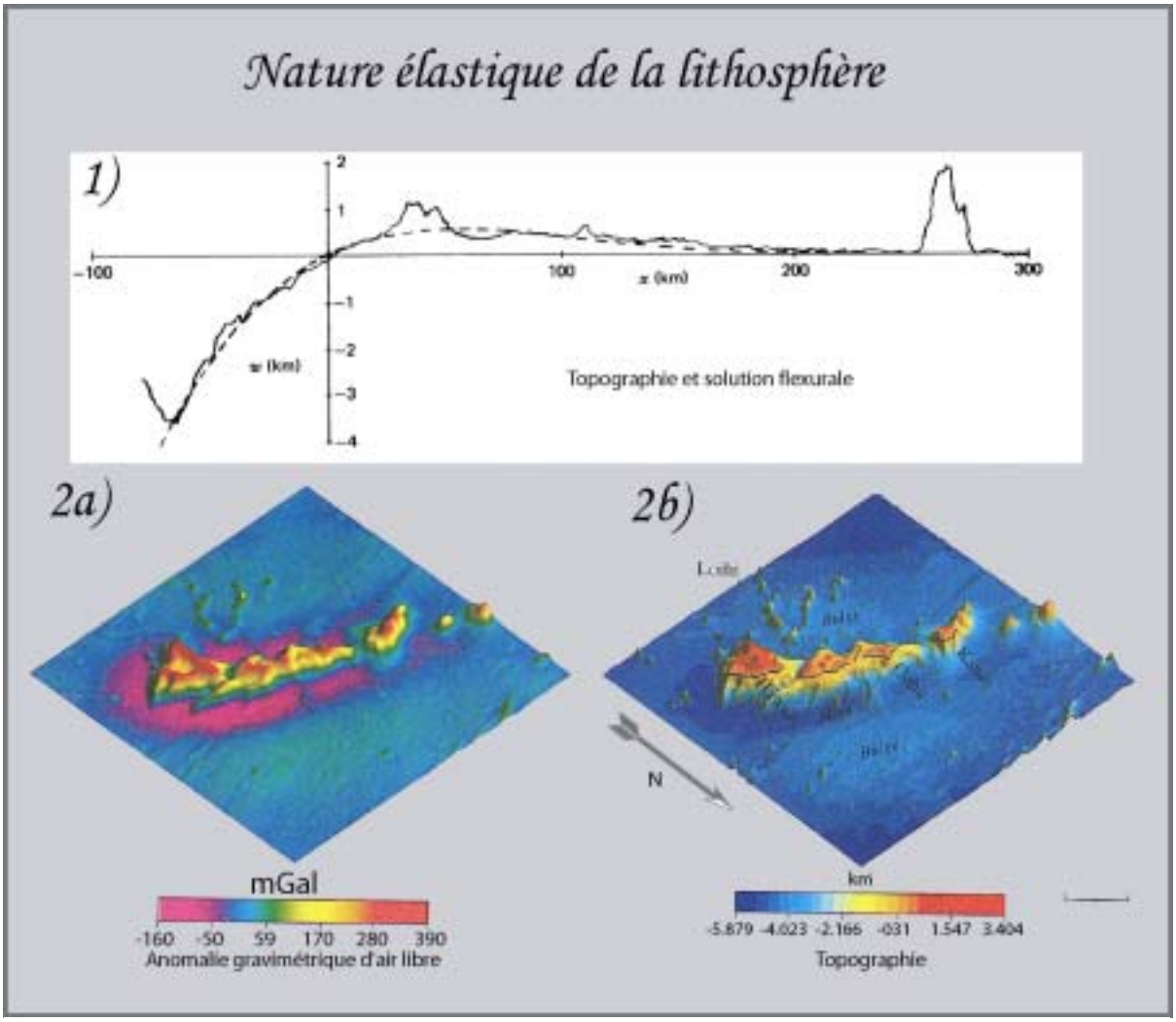


Figure 7

1) *Comparaison entre le profile bathymétrique de la fosse des Mariannes (ligne continue) et la solution analytique de l'équation de flexure élastique pour un bombement d'une amplitude de 0,5 km situé à 55km de l'origine z =0 [Turcotte and Schubert, 2002]*
2) *Déflexion et bombement créés autour d'une île intra-océanique qui transparaît aussi l'anomalie gravimétrique d'air libre. (reproduit de [Watts, 2001])*

Les fosses océanique, comme les Mariannes (Figure 7 -1), ou les îles intra-océaniques, comme la chaîne des Empereurs (Figure 7 -2), créent dans la topographie des bombements non compensés isostatiquement qui permettent de caractériser la résistance élastique de long terme de la lithosphère.

Il est important d'émettre ici quelques *nota bene* quant à la signification des valeurs d'épaisseur élastique mesurées. La flexure d'une lithosphère très rigide possède un rayon de courbure très important et une très faible amplitude. Les études flexurales classiques peuvent donc mener à des sous-estimations importantes de ce paramètre.
Par ailleurs, ce n'est pas parce qu'une lithosphère est résistante qu'elle se rompt plastiquement. Il existe même une anti-corrélation entre l'épaisseur élastique et l'épaisseur sismogénique ([Watts and Burov, 2003] ;Figure 8).

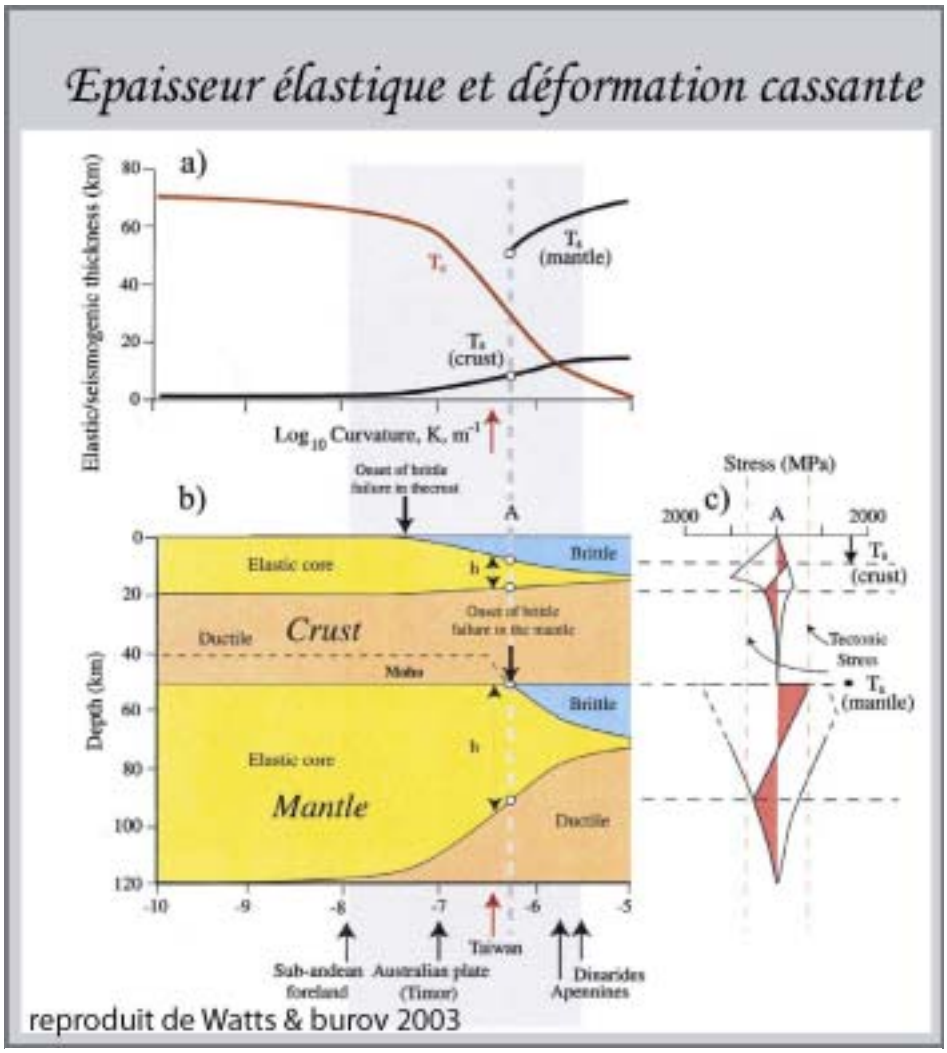


Figure 8
Graphique reproduit de Watts & Burov [Watts and Burov, 2003] indiquant en a) les épaisseurs élastiques équivalentes (Te) et les épaisseurs sismogéniques que l'on peut prédire en fonction du rayon de courbure de la lithosphère en utilisant simplement l'enveloppe rhéologique représentée en c)
Le graphique b) indique le comportement effectif de la lithosphère en fonction de la profondeur et du rayon de courbure tel qu'il est prédit par la théorie de l'épaisseur élastique équivalente telle qu'elle est décrite dans [Burov and Diament, 1995].
La partie grisée indique les rayons de courbure observés sur Terre

b) Comportement plastique de la lithosphère

Il existe à la surface de la Terre des structures cassantes qui peuvent être formées en cisaillement comme l'indiquent les stries sur la surface du plan de faille d'Helike (Corinthe) (Figure 9-1) ou en tension (mode I) comme on le voit sur ces épontes parallèles d'un crack en Islande (Figure 9-3). Les structures cisaillantes formées à grande profondeur, attestent de traces de fusion partielle indiquant

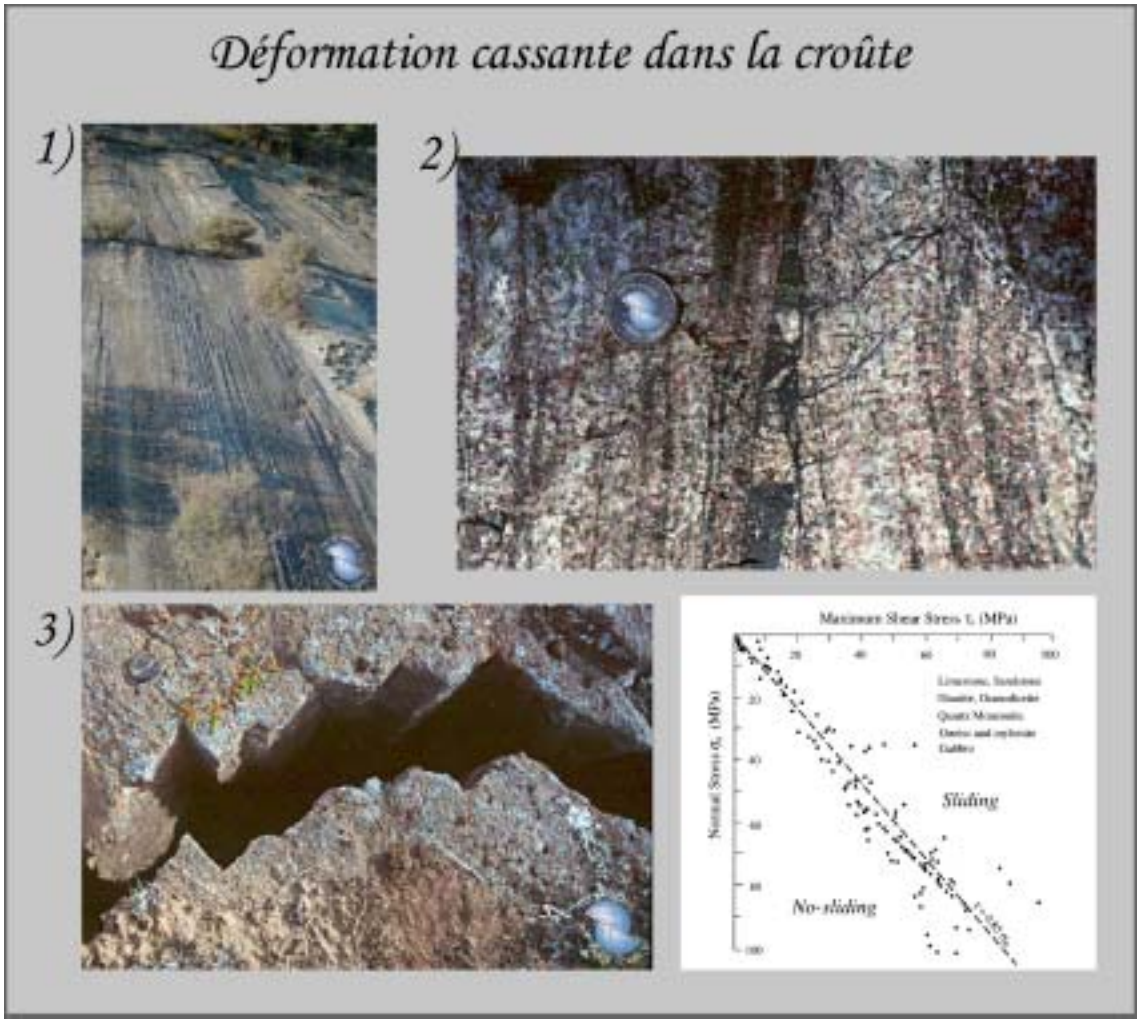


Figure 9

1) Plan strié de la faille d'Helike (golfe de Corinthe, Grèce) indiquant le glissement caractéristique d'une rupture en cisaillement illustré par le graphique en bas à droite [Byerlee, 1978] (photo L. Jolivet)

2) Pseudotachylites (Norvège), interprétée comme une rupture en cisaillement à grande profondeur accompagnée de fusion partielle découlant du frottement solide (Photo. L. Jolivet)

3) Fracturation en mode I. La correspondance entre les 2 épontes donne la direction et la quantité d'ouverture. Islande. Photo C. Homberg

Le graphique en bas à droite représente la loi de byerlee [Byerlee, 1978] qui indique que la résistance des roches au glissement en cisaillement dépend de la pression de confinement

l'existence d'une sorte de friction interne compatible avec les données expérimentales de [Byerlee, 1978] qui indiquent que la résistance des roches fracturées dépend linéairement de la pression de confinement quelque soit leur nature lithologique (Figure 9, graphique).

Les ruptures verticales en mode I sont caractéristiques de la déformation de surface ou de déformation associée à des fluides en profondeur (veines).

Toutes ces observations mettent en évidence qu'il existe une relation entre la pression effective (P_{eff} = $P_{mécanique}$- P_{fluide} ; principe de Terzaghi) et le type de déformation cassante. Pour de faible pression de confinement (en surface ou à forte pression de fluide) la rupture en mode I est favorisée. Pour de plus forte pression effective la rupture en cisaillement est le seul mode activé.

Les observations montrent aussi qu'en cisaillement, les roches ne subissent pas une dilatation proportionnelle au déplacement qu'elles accumulent.

c) Comportement visqueux de la lithosphère

Les plis, les boudins et les mullions sont observés dans la nature à toutes les échelles et à toutes les profondeurs. Pour exemples (Figure 10). :

- les plis couchés dans le Jura dans lesquels l'absence de trace de métamorphisme indique qu'ils se sont formés sous un faible enfouissement
- les boudins de l'île de Tinos se sont formés tout comme les plis du Cap Corse dans le faciès métamorphique des schistes verts, c'est-à-dire, à une pression de confinement et à une température assez importante.

Ces structures montrent que soumises à des contraintes trop faibles pour déclancher des phénomènes de rupture cassante, les roches peuvent aussi se déformer plastiquement par relaxation visqueuse (fluage dislocation ou pression dissolution) des contraintes élastiques. Elles se forment toutes à l'interface instable entre de deux fluides visqueux de viscosité différente [Turcotte and Schubert, 2002] et sont donc dynamiquement similaires.

Ce phénomène peut avoir lieu même lorsque la viscosité est importante comme l'indique les résultats des tests de fluage réalisés sur le quartz et l'olivine et représentés sur le graphique 1 de la Figure 10. Ce graphique indique que le maximum de contraintes déviatoriques supportés par les roches dépend de la nature lithologique, de la température et du taux de déformation.

Même pour de faibles températures, les roches peuvent fluer si le taux de déformation est très faible.

Ces structures peuvent être caractérisées par des modèles visqueux analytiques notamment en utilisant des analyses de stabilité linéaire (ex [Smith, 1975; Smith, 1977]) pour connaître les longueurs d'ondes initialement favorisées. Pour avoir accès à la déformation finie et comprendre les différents contrôle exercée par la gravité et les forces aux limites une approche numérique est souvent nécessaire (ex :[Schmalholz and Podladchikov, 2000]).

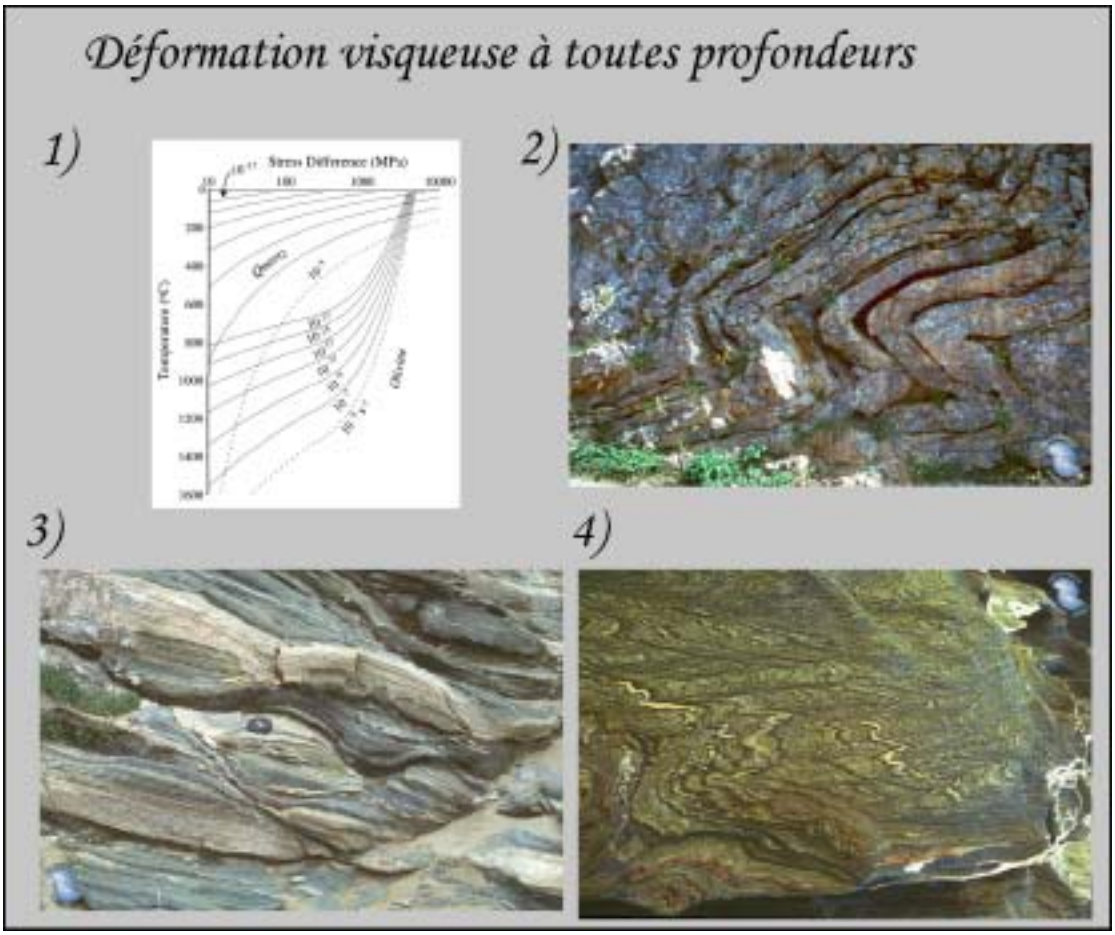


Figure 10

1) Contraintes déviatoriques pour le quartz et l'olivine en fonction du taux de déformation reproduit de [Watts, 2001] d'après les paramètres de [Goetze, 1978; Heard and Carter, 1968]

2) Plis couché (Jura) qui indiquent que la déformation peut devenir permanente sous l'effet de la relaxation visqueuse des contraintes même dans les tous premiers kilomètres. (Photo C. Homberg)

3) Boudinage de foliation (Tinos, Cyclades, Grèce). Instabilité typique des milieux visqueux présent à mi-croûte (Photo. L. Jolivet)

4) Plis replissant une foliation préexistante (Cap Corse, Photo. L. Jolivet)

d) Conclusion sur le comportement des roches de la lithosphère

Les structures observées à la surface de la Terre mettent en évidence que la Terre « solide », la lithosphère, soumise à des contraintes déviatoriques, peut réagir de manière élastique ou acquérir une déformation permanente par rupture « plastique » ou par relaxation visqueuse.

Il est par contre notable que les roches (une fois enfouies) ne subissent que peu ou pas de déformation volumique (e.g. : compaction) hormis par changement de phase. Cette différence avec le comportement en cisaillement devra être prise en compte dans l'établissement d'une loi de comportement globale.

Les observations montrent aussi que la déformation est rarement homogène à l'échelle des structures (Figure 11-1) même dans le domaine visqueux (structure S-C dans les amphibolites Figure 11-3). Ce la implique la prise en compte de lois de comportement non linéaires. Les observations détaillées montrent aussi qu'aucune des composantes, visqueuses ou plastiques, ne peut être négligée dans la croûte car les roches peuvent être cassantes et visqueuses durant le même événement tectonique (Figure 11-2).

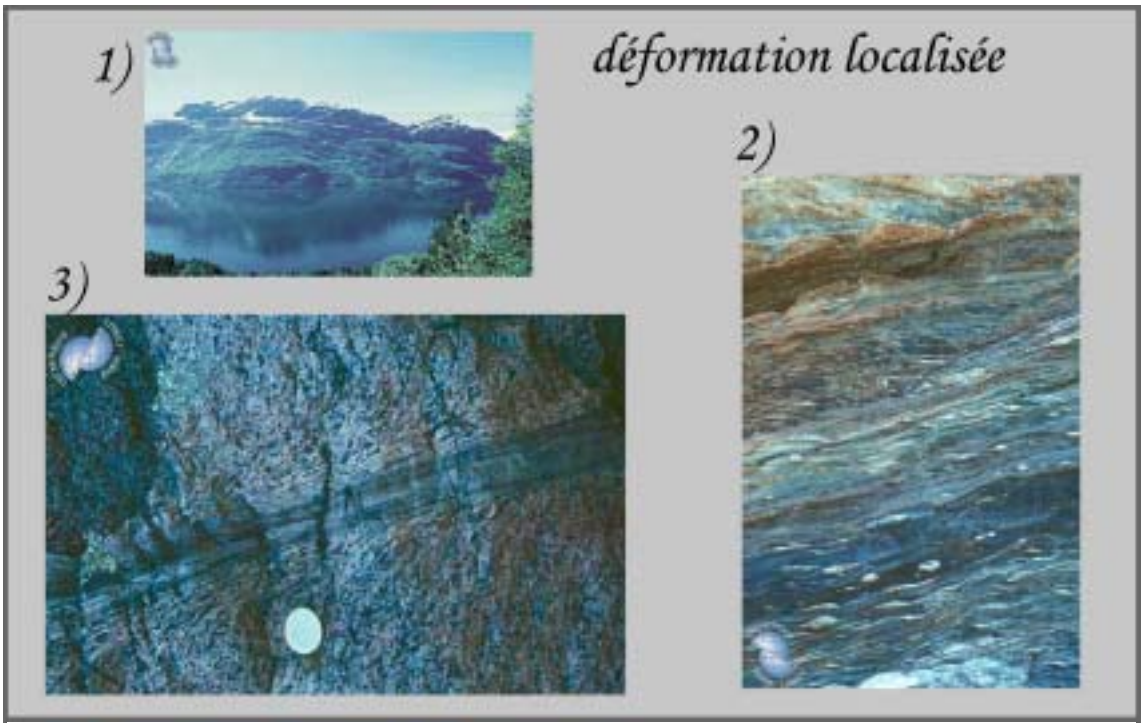


Figure 11
1) Détachement (souligné par la neige) à la base des dépôts conglomératiques dévoniens de Norvège (photo. L. Jolivet)
2) Détachement et mylonite (Tinos, Grèce). Photo. L. Jolivet
3) Bande de cisaillement dextre dans les amphibolites d'Hidaka (Japon). Photo. L. Jolivet

Pour pouvoir modéliser la lithosphère mécaniquement, il faut pouvoir rendre compte de:

- sa réponse élastique instantanée et long terme,
- sa capacité à localiser la déformation au niveau des contrastes de viscosité,
- sa capacité à localiser la déformation, lorsqu'un critère de rupture, possédant un terme frictionnel dépendant de la pression de confinement, est atteint.

C _ L'approche du modèle

a) Le principe de la mécanique des milieux continus

La mécanique des milieux continus constitue le principe fondamental de ce travail de thèse. L'équation fondamentale de la dynamique de Newton (1) et l'équation du transfert de chaleur (2) dans les milieux continus ont été utilisées pour modéliser les phénomènes géodynamiques et tectoniques.

$$\sum Fext = m\frac{\partial V}{\partial t} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\chi \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{H_r}{\rho C_p} + V_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \tag{2}$$

Où F_{ext} sont les forces extérieures, m est la masse, V, la vitesse de la particule, t, le temps, T, la température, χ, la diffusivité thermique, H_r, la source de chaleur interne, ρ, la masse volumique, C_p, la capacité thermique, et x_i représente chacune des composantes spatiale du vecteur position.

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, il est possible de définir autour de chaque point du solide, un volume *Vol*, de surface *S*, petit par rapport à la taille de la structure, où la déformation (3) est homogène et l'état de contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ définit par la règle de Cauchy (4) est constant.

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \tag{3}$$

$$t_j = n_i \sigma_{ij} \tag{4}$$

Où $\dot{\varepsilon}_{ij}$ est une composante du tenseur des taux de déformation, $\mathbf{t}$ est la force par unité de surface s'exerçant sur un plan de normale $\mathbf{n}$.

Les variations de contraintes et de déformation sont alors uniquement associées à la géométrie des structures ou à des hétérogénéités macroscopiques.

En appliquant le théorème de Gauss aux forces s'exerçant sur la surface S de ce petit volume (5)

$$\iint \mathbf{n}\boldsymbol{\sigma} dS = \iiint \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \boldsymbol{\sigma} dVol \tag{5}$$

Il est possible de réécrire la deuxième loi de Newton (1) en terme de contraintes et de coordonnées.

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i = \rho \ddot{x}_i \approx 0 \tag{6}$$

Où **g** est l'attraction de la pesanteur**.**

Dans le cadre des problèmes de géodynamique globale (hormis aux échelles de temps sismiques), il est possible d'utilisé une approche quasi-dynamique car le terme inertiel (au membre droit de (6)) est négligeable.

L'équation (6) correspond en fait à trois équations (i.e. une pour chaque composante du vecteur **x**) et possède 9 inconnues : les 6 composantes indépendantes du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ et les 3 composantes du vecteur position **x**. Si l'on prend en compte le couplage thermomécanique, la température porte à 10, le nombre des inconnues du problème physique, et à 4 le nombre des équations.

$$10 \text{ inconnues} - 4 \text{ équations} = 6 \text{ équations manquantes}$$

Pour pouvoir résoudre ce problème il manque donc six équations qui doivent permettre de relier les contraintes aux déformations donc au vecteur **x** et à ses dérivées temporelles. Ce sont les équations

rhéologiques macroscopiques (dites constitutives). Elles doivent retranscrire le plus fidèlement possible le comportement des roches.

b) Applicabilité de la mécanique des milieux continus ?

A l'échelle du micron, il est clair que la description du comportement de la matière est un cauchemar de complexité en particulier pour les roches. Les champs de contraintes et de déformation ne sont alors en aucun cas uniforme et homogène.

Cependant, si on considère un volume, petit par rapport à la structure étudiée, mais suffisamment grand pour échantillonner une région statistiquement représentative du matériau, il devient possible de modéliser le comportement mécanique des structures dans le cadre de la mécanique des milieux continus. Cette approche est particulièrement bien adaptée aux problèmes structuraux d'échelles décimétriques à plurimétriques pour lesquels il est possible de définir des lois rhéologiques macroscopiques. La Figure 12 montre d'une part que les hétérogénéités à l'échelle de la roche n'affectent pas les structures kilométriques et d'autre part que la déformation d'un milieu hétérogène est homogène à l'échelle du décimètre.

Ces observations indiquent qu'il est donc possible d'utiliser la mécanique des milieux continus pour modéliser les structures lithosphériques.

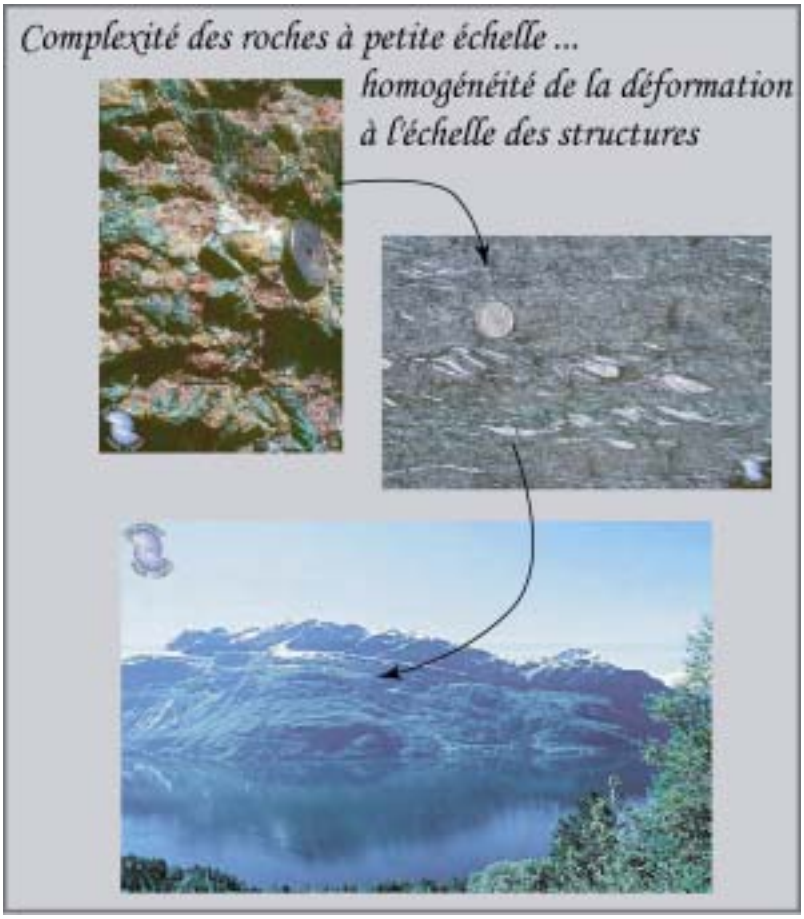


Figure 12
Paragenèse éclogitique (grenat, omphacite et disthène) dans les gneiss des Calédonides de Norvège. La déformation cisaillante dans le facies des shistes verts (photo2) sous le détachement (souligné par la neige sur la photo3) permettant d'exhumer ces roches de haute pression basse température est pourtant très homogène à l'échelle du détachement mais aussi à celle de la roche-elle même (Photos. L. Jolivet)

Il reste à définir mathématiquement les modèles rhéologiques macroscopiques nécessaires pour obtenir un système d'équations complet.

2 _ Les 6 équations manquantes : la rhéologie

Étymologiquement, la rhéologie est une science qui traite de l'écoulement, des déformations, et plus généralement du comportement des matériaux sous l'action de contraintes. Le mot a été créé aux États Unis en 1929 par Eugène Cook Bingham (1878-1945) et concerne « *the study of the deformation and flow of matter* ».
La rhéologie est capable d'intégrer l'étude de l'ensemble des substances, qu'elles soient fluides ou solides. La notion de fluide recouvre ici aussi bien des liquides comme l'eau et les solutions diluées mais aussi des substances beaucoup plus visqueuses et consistantes à l'aspect pâteux, semi solide voire même solide.

Ces différences d'aspect sont dues à la très large gamme d'échelle de temps qui concerne le mécanisme d'écoulement. L'écoulement d'un fluide comme l'eau s'effectue instantanément sous l'effet de la pesanteur. Dans le cas extrême des roches, il faudra attendre plusieurs jours voire des mois, pour observer un début d'écoulement significatif.

Malgré ces différences d'échelle de temps, ce sont les mêmes lois de comportement et les mêmes grandeurs qui régissent les écoulements. Les différents matériaux sont caractérisés par leur nombre de Déborah qui est le rapport adimensionné entre le temps d'observation et le temps caractéristique de leur écoulement. La viscosité n'est pas la seule grandeur importante à mesurer, la plupart des matériaux possèdent également des propriétés élastiques d'autant plus marquées qu'ils possèdent une organisation moléculaire complexe.

A _ Paramètres rhéologiques et loi rhéologique de base

a) Elasticité linéaire

L'élasticité linéaire peut être utilisée pour modéliser tous les solides soumis à de petites déformation sous ces conditions :

- La déformation est parfaitement réversible (pour un cycle de contrainte, le travail total est nul)
- La contrainte en un point du solide dépend uniquement de la déformation finie indépendamment de l'histoire du chargement
- Les contraintes et les déformations sont linéairement proportionnelles

Durant cette thèse, seule le cas de l'élasticité linéaire isotrope a été considéré. Dans ce cas, la réponse du solide est indépendante de l'orientation du chargement et le tenseur élastique C_{ijkl} est isotrope et s'écrit généralement :

$$C_{ijkl} = \lambda\delta_{ij}\delta_{kl} + \mu\left(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}\right) \quad (7)$$

Où λ et μ sont les constantes de Lamé et δ le delta de Kroneker.
Pour décrire la déformation d'un matériau élastique isotrope, deux constantes sont nécessaires et suffisantes si elles permettent de caractériser la réaction du matériau soumis:

- à une déformation ou un état de contraintes anisotrope (cisaillement)
- à une déformation ou un état de contraintes isotrope (dilatation, incompressibilité)

Selon les applications, différents couples de constantes sont utilisés préférentiellement:

- Propagation d'onde : constantes de Lamé (λ et μ) car elle permettent d'accéder directement aux vitesses de propagation des ondes de volume et de cisaillement.
- Essais mécaniques : module d'Young (E) et le coefficient de Poisson (ν) car les essais mécaniques sont souvent uni-axiaux
- Traitement numérique, ingénierie : modules d'incompressibilité (K) et de cisaillement (G) car ils permettent une décomposition pratique des tenseurs, de déformation et de contrainte, en leurs parties déviatoriques et volumétriques.

Par conséquence, le tenseur des contraintes σ_{ij} peut se décomposer en deux parties (déviatorique τ_{ij} et isotrope $\bar{\sigma} = 1/3\sigma_{ii}$) définies comme :

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} + \delta_{ij}\bar{\sigma} \tag{8}$$

La même transformation s'applique au tenseur des déformations en se plaçant dans le cadre des petites déformations, le seul où la théorie de l'élasticité linéaire ait un sens :

$$\varepsilon_{ij} = \tilde{\varepsilon}_{ij} + \delta_{ij}\bar{\varepsilon} \tag{9}$$

Dans (9), $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$ est la partie déviatorique de la déformation et $\bar{\varepsilon}$ est la partie volumique de la déformation. La loi de Hooke (élasticité linéaire isotrope) s'écrit alors :

$$\left.\begin{aligned} &\text{(a) } \bar{\sigma}^{elas} = 3K\bar{\varepsilon}^{elas} = -P \\ &\text{(b) } \tau_{ij}^{elas} = 2G\ \tilde{\varepsilon}_{ij}^{elas} \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Où P est la pression thermodynamique dite « complète ».

b) Fluage visqueux

Une loi de fluage en cisaillement (ang. *shear flow*) relie, par définition, la contrainte cisaillante au taux de déformation par l'intermédiaire d'un paramètre qui s'appelle la viscosité dynamique, ou viscosité de cisaillement (*shear viscosity*) μ_{shear}. Il existe aussi, comme pour l'élasticité, un paramètre d'écoulement isotrope dit viscosité de la matrice ou viscosité volumétrique (ang. *bulk viscosity*) μ_{bulk}.

La viscosité volumétrique est généralement négligée en géologie (à l'exception de quelques modèles de compaction) où l'on considère généralement, et souvent à juste titre, que les écoulements visqueux sont incompressibles. Seulement, lorsqu'il s'agit de coupler dans une même formulation le comportement à la fois fluide et solide des matériaux sans négliger la compressibilité dans le domaine solide, il est parfois nécessaire d'introduire ce terme dans les calculs.

Comme dans le cas de l'élasticité linéaire, il existe des modèles anisotropes et très compliqués qui ne seront pas évoqués ici. Pour une loi de comportement visqueuse, la réponse à la déformation des parties déviatorique et volumétriques du tenseurs des contraintes s'écrit :

$$\left.\begin{aligned} &\text{(a) } \bar{\sigma}^{vis} = \mu_{bulk}\dot{\bar{\varepsilon}}^{vis} \\ &\text{(b) } \tau_{ij}^{vis} = 2\mu_{shear}e_{ij}^{vis} \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

où **e** est la partie déviatorique du tenseur des taux de déformation.

La viscosité dynamique des matériaux est généralement variable. Elle dépend principalement de la température mais aussi du taux de déformation.

Les lois qui permettent de calculer cette viscosité sont purement empiriques mais elles reposent sur la description de phénomènes microscopiques. Pour modéliser la lthophère, la loi la plus couramment utilisée est celle du fluage dislocation. Pour une déformation uni-axiale [Poirier, 2000], elle s'écrit :

$$e_{ij} = A \cdot \exp^{-\frac{E}{RT}} \cdot \left(\tau^{II}\right)^n \quad (12)$$

Où R est la constante des gaz, T est la température, E est l'énergie d'activation du fluage, τ^{II} est le second invariant du tenseur des contraintes déviatoriques, n est un coefficient de non linéarité, et A est un facteur pré-exponentiel.

Les paramètres A, n et E sont obtenus expérimentalement pour des taux de déformation très supérieurs au taux de déformation géologique. Comme d'une part, les cas de fluage géologique correspondent en grande partie à des phénomènes de recristallisation (qui ont donc une cinétique de réaction propre) et comme, d'autre part, les échantillons sont très petits, il est certain que ces mesures ne sont peut être pas applicable aux échelles temporelle et spatiale de la géodynamique.

c) Notion de seuil de contrainte, élasto-plasticité, bifurcation

Les études de laboratoire montrent souvent l'existence de contraintes seuils (ang. *Yield stress)* au niveau desquelles la loi de comportement du matériau change subitement (Figure 11). Généralement, ce type de comportement arrive lorsque des solides sont soumis à des contraintes suffisamment importantes pour entraîner la rupture et la une déformation permanente du matériau avec un temps caractéristique beaucoup plus cours que la relaxation visqueuse. A partir de ce seuil, dans le domaine de la mécanique du solide, on considère que la déformation est plastique ou ductile. Dans le jargon de la géologie structurale, où les mots sont souvent détourné de leur sens premier, on utilise plutôt les termes de plastique ou même cassant pour décrire ces phénomènes car le mot ductile souvent est réservé au phénomène de fluage ou de déformation « non – localisée ».

Il n'existe pas encore de description microscopique adéquate des phénomènes de plasticité qui pourrait permettre de prédire l'état de contrainte dans un matériau à l'état de rupture (qui désigne ici le mot anglais *at yield)*. Les lois constitutives pour des solides se déformant élasto-plastiquement sont généralement ajustées sur des résultats expérimentaux en se basant sur une formulation mathématique guidée par des observations générales sur les mécanismes de la plasticité :

- pour des contraintes faibles, le solide répond élastiquement
- après un seuil critique de contraintes la courbe contraintes/déformation cessent d'être linaire
- après ce seuil, la déformation devient permanente
- ce seuil ne dépend pas, ou dépend très faiblement, de la vitesse de chargement
- si on décharge l'échantillon, la pente de la courbe contrainte/déformation est parallèle à celle du chargement élastique
- la réponse du matériau à des tests cycliques est complexe ; des phénomènes de durcissement et d'adoucissement liés à la déformation cumulée sont souvent observés
- La contrainte seuil dépend de la pression hydrostatique (pour les roches en particulier)

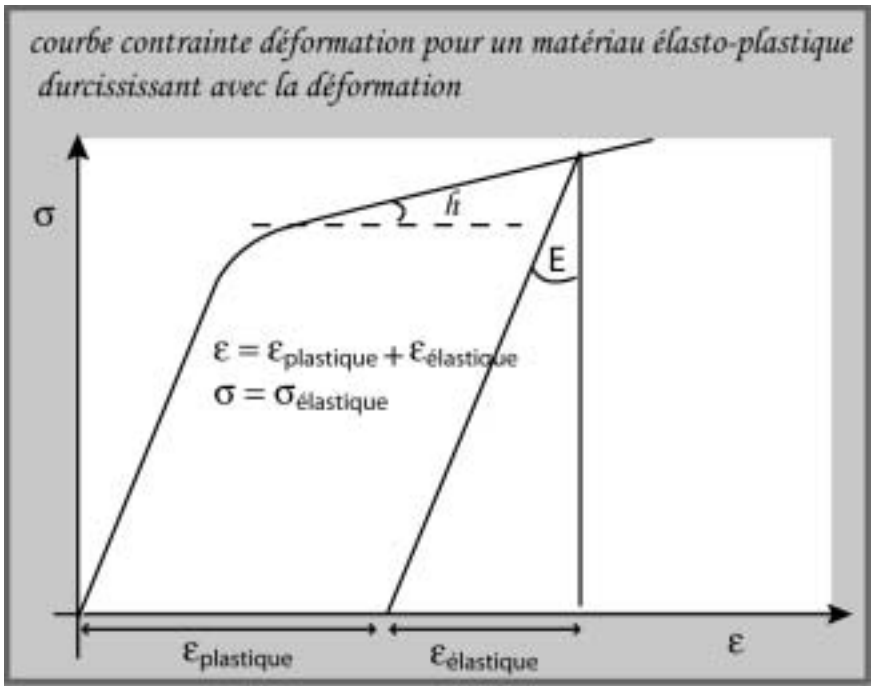


Figure 13
E : module d'Young
h : coefficient de durcissement
on voit clairement sur cette image que la contrainte élasto-plastique est égale à celle relâchée élastiquement durant la décharge et que la déformation élasto-plastique en charge est égale à la somme de la déformation plastique permanente et de la déformation élastique.

Le concept de base des lois plastiques repose donc sur :

- une décomposition du tenseur des déformations en une partie plastique et une partie élastique.
- L'établissement d'un critère de rupture qui indique si l'échantillon se comporte plastiquement ou élastiquement.
- La définition d'une loi de durcissement qui contrôle la forme de la courbe contrainte/déformation dans le régime plastique.
- Une loi de fluage plastique qui permet de relier les contraintes à la déformation sous un chargement multiaxial.
- Un critère de décharge élastique qui permet de modéliser le comportement irréversible.

Beaucoup de lois de plasticité ont été développées pour décrire les métaux (ex : critère de Tresca et de Von Misses) et ne peuvent pas être utilisées pour comprendre le comportement des roches car elle ne contiennent pas de dépendance à la pression de confinement et ne permettent pas de décrire les phénomènes de dilatance, et de contractance, associés à la nature granulaire des roches crustales. Pour modéliser le comportement frictionnel des roches, le critère de Mohr-Coulomb est plus approprié même s'il n'a pas plus de sens phénoménologique que les autres critères.

B _ Loi de composition (loi de milieu)

Les lois de composition sont souvent représentées à l'image d'un montage de circuit électrique. Les lois rhéologiques y sont représentées comme un système mécanique, composé de ressorts (élasticité), de pistons hydrauliques (viscosité) et de blocs frictionnels (plasticité) qui pourrait être l'analogue d'un circuit électrique composé de condensateurs, d'impédances, et de résistances ohmiques. Comme dans les montages électriques, ces composants peuvent être montés en série (Maxwell) ou en parallèle (Kelvin-Voigt).

a) Modèle de Maxwell

Dans le cas d'un montage de n composants en série, par analogie avec la différence de potentiels électriques ΔU, on peut écrire :

$$\varepsilon^{tot} = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon^{i} \tag{13}$$

Où ε^{tot} est la déformation totale du segment et ε^{i} est la déformation qui affecte le composant i.

Par analogie avec l'intensité du courant électrique I la contrainte globale σ^{glob} est constante sur tous les composants mécaniques:

$$\sigma^{glob} \equiv \sigma^{i} \tag{14}$$

b) Modèle de Kelvin

Dans le cas d'un montage en parallèle, ce sont les contraintes qui s'additionnent :

$$\sigma^{tot} = \sum_{i=1}^{n} \sigma^{i} \tag{15}$$

Et la déformation qui est identique sur chaque segment :

$$\varepsilon^{glob} \equiv \varepsilon^{i} \tag{16}$$

C _ Rhéologie des roches

a) Viscoélasticité

Comment caractériser le comportement viscoélastique des roches ?

Le modèle le plus souvent utilisé consiste simplement à appliquer un modèle de Maxwell en ne se préoccupant que de la partie déviatorique des tenseurs des contraintes et des déformations. Ce modèle explique bien l'importance du déplacement sur les bandes de cisaillement ductiles. Cependant, il serait complètement irréaliste de considérer un tel modèle pour la partie isotrope de la déformation. En effet si cela était le cas, les roches se compacteraient à l'infini. Cela n'est pas observé dans la nature. Un modèle viscoélastique pour la partie isotrope de la déformation doit nécessairement être un modèle de type Kelvin-Voigt[1].

[1] *Le modèle décrit ici est cependant différent du modèle de Burger qui consiste en un modèle de Kelvin-Voigt enchaîné en série avec un modèle de Maxwell en série pour le tenseur complet et qui ne permet pas de garantir l'incompressibilité des roches.*

La partie déviatorique (cisaillement) du milieu viscoélastique décrit ici est de type Maxwell (Figure 14). Pour ce modèle, l'égalité suivante peut être écrite.

$$e_{ij} = e_{ij}^{elas} + e_{ij}^{vis} \tag{17}$$

Le taux de variations des contraintes cisaillantes s'obtient alors en substituant (10) et (11) (b) dans (17).

$$\dot{\tau}_{ij} = 2G\left(e_{ij} - \frac{\tau_{ij}}{2\mu_{shear}} \right) \tag{18}$$

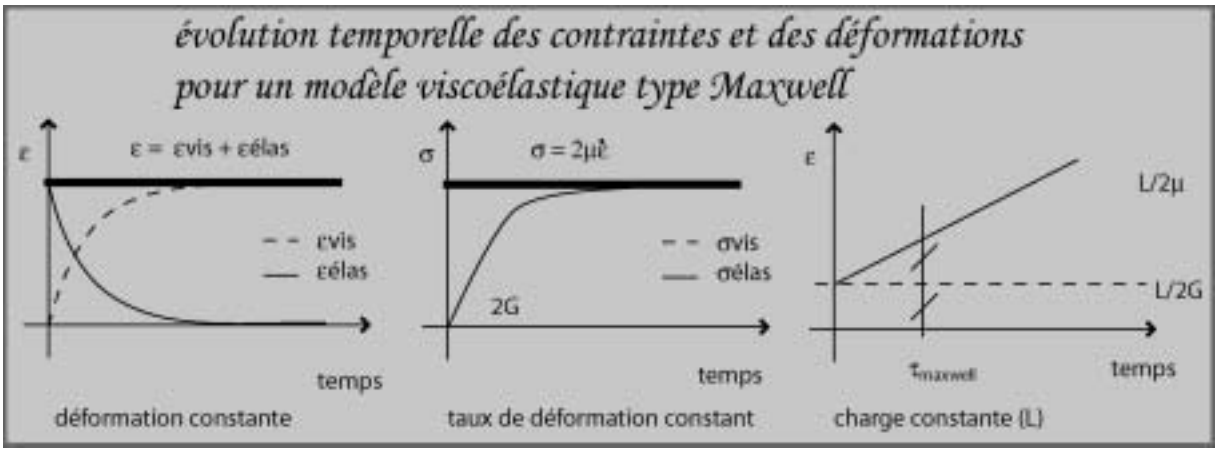


Figure 14

Les trois graphiques révèlent l'évolution des contraintes et de la déformation en cisaillement pour un modèle viscoélastique uni-dimensionel de type Maxwell.

Pour une déformation constante, le matériau se déforme d'abord élastiquement puis la déformation devient permanente suite à la relaxation visqueuse.

Pour un taux de déformation constant, la déformation est élastique dans un premier temps puis une contrainte seuil proportionnelle au taux de déformation est atteinte et le matériau flue.

Dans le cas où une contrainte constante est appliquée (expérience de fluage). Le profil de déformation montre bien la réaction élastique instantanée et le fluage visqueux qui s'en suit.

Le temps de relaxation de Maxwell correspond au temps nécessaire pour que la déformation élastique soit égale à la déformation visqueuse.

L'utilisation d'une loi de comportement isotrope de type Kelvin (Figure 15) permet de garantir l'incompressibilité des roches sur le long terme. Pour dériver cette rhéologie, il faut écrire l'égalité de contraintes suivante :

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}^{elas} + \bar{\sigma}^{vis} \tag{19}$$

et lui substituer (10) et (11) (a):

$$\left.\begin{aligned} \bar{\sigma} &= 3K\bar{\varepsilon} + \mu_{bulk}\dot{\bar{\varepsilon}} \\ \bar{\sigma} &= -P + \mu_{bulk}\dot{\bar{\varepsilon}} \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

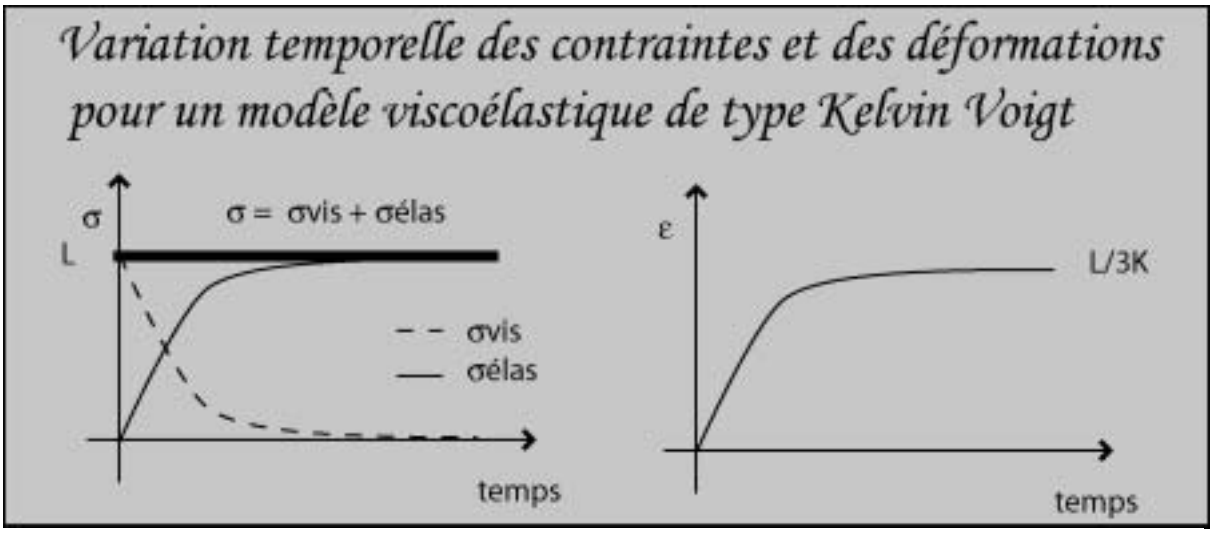


Figure 15
Le temps de relaxation de Kelvin-Voigt correspond à l'intervalle de temps nécessaire pour que la contrainte visqueuse soit égale à la contrainte élastique.

En se plaçant à contrainte (L) constante, la courbe d'évolution temporelle des contraintes et des déformations montre que des contraintes visqueuses importantes résistent et retardent la compaction élastique du matériau.

Ce type de comportement peut permettre d'absorber les vibrations plus rapides que son temps de relaxation. En géotechnique ce type de matériaux s'appelle substance générale linéaire.

b) Elasto-plasticité

Plusieurs modèles de comportement plastique existent mais la plasticité non associée de type Mohr-Coulomb est la plus appropriée pour modéliser le comportement des matériaux terrestres car :

- elle prend en compte la dépendance à la pression
- elle représente bien le comportement frictionnel des roches fragiles mis en évidence par les données expérimentales de Byerlee [Byerlee, 1978]
- elle permet de limiter la dilatation à l'intérieur des bandes de cisaillement

La prise en compte de ce type de comportement dans les modèles rhéologiques est très importante car cette rhéologie permet de localiser aisément la déformation et d'expliquer les différentes orientations de bandes de cisaillement observées en laboratoire (Coulomb vs Roscoe). [Vermeer, 1990] a aussi montré que ce comportement comporte, dans certains cas, un adoucissement ou un durcissement intrinsèque.

Cette rhéologie est bidimensionnelle par essence, car le taux de déformation ne dépend pas de la contrainte principale intermédiaire.

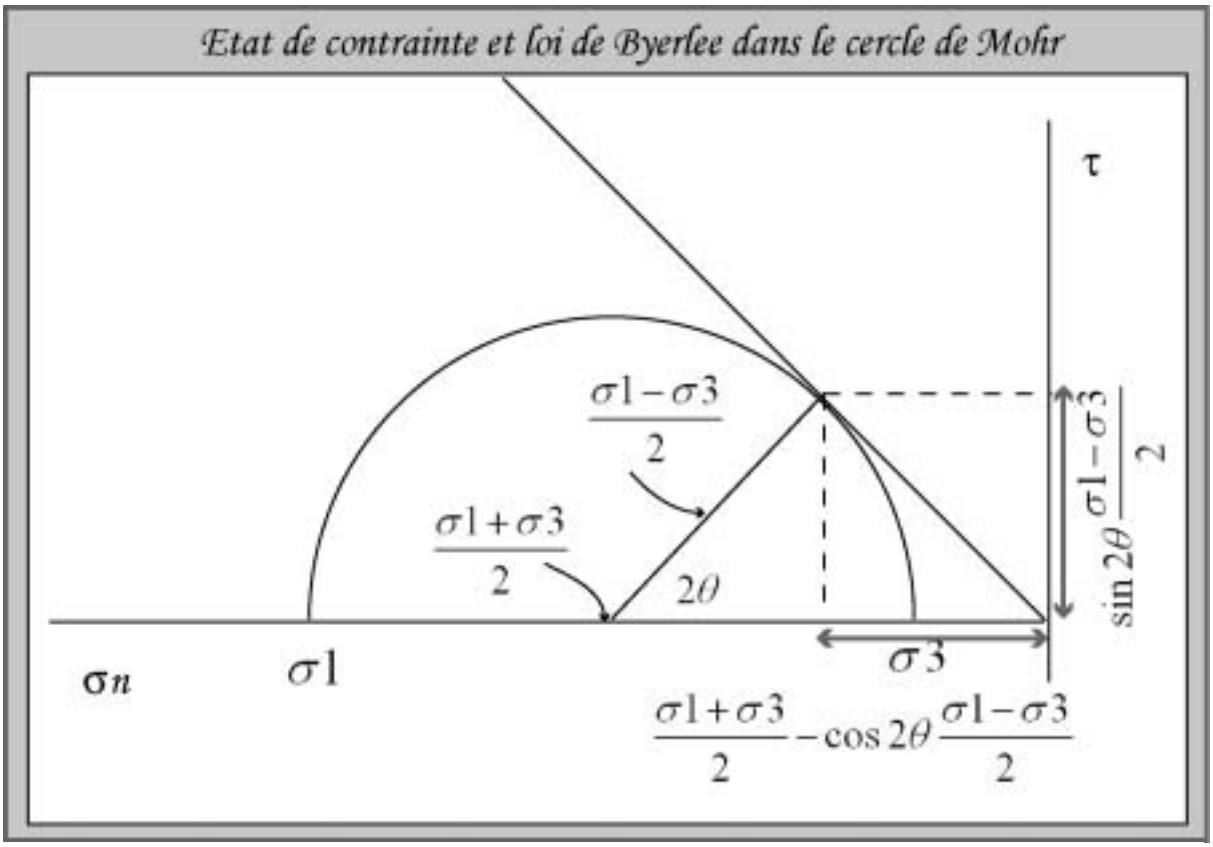


Figure 16

L'espace de Mohr (σ_n, τ) permet de représenter graphiquement un état de contraintes en deux dimensions ayant l'avantage d'offrir des solutions géométriques aux problèmes géomécaniques. σ_1 et σ_3 sont les contraintes principales respectivement maximum et minimum, θ l'inclinaison de la bande de cisaillement par rapport à σ_1.

Ici, c'est la loi de Byerlee qui est représentée par la droite passant par l'origine.

On peut définir l'état de contrainte par un cercle dont le centre et le rayon constitue les deux premiers invariants du tenseur des contraintes dans le plan considéré ?

Quelque soit l'orientation du plan considéré, l'état de contraintes d'un matériau peut être caractérisé par deux invariants $\sigma^I = (\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3)/3$ et $\tau^{II} = \left| -(\sigma_1\sigma_2+\sigma_2\sigma_3+\sigma_3\sigma_1) \right|^{1/2}$. Dans l'espace de Mohr (Figure 16 ; τ (contrainte cisaillante sur le plan, σ_n (contrainte normale au plan)), on utilise τ^* et σ^* qui correspondent respectivement au rayon et à l'abscisse du centre du cercle de Mohr (Figure 16). En coordonnées cartésiennes, ils s'écrivent :

$$\tau^* = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2}\right)^2 + \sigma_{xy}{}^2} \qquad (21)$$

$$\text{Et } \sigma^* = \frac{-(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})}{2} \qquad (22)$$

Le critère de rupture de Mohr-Coulomb (F) correspond à l'équation des cercles qui tangentent l'enveloppe de rupture (R)

$$F(\sigma) = \tau^* - \sigma^* \sin(\phi) - Co\cos(\phi) \tag{23}$$

$$R :: \tau(\sigma_n) = Co + \sigma_n \tan(\phi) \tag{24}$$

Où Co et ϕ sont respectivement la cohésion et l'angle de friction interne.

L'enveloppe de rupture R fixe la limite entre les états de contraintes possibles ($F \le 0$) et ceux qui dépassent la résistance du matériau ($F > 0$).

Par conséquent, lorsque le matériau rompt ($F = 0$) la dérivée du critère de rupture est forcément nulle ou négative (condition de consistance).

$$\dot{F} = 0 \tag{25}$$

La déformation plastique est dérivé d'une fonction potentielle Q (le potentiel plastique où Ψ est l'angle de dilatation interne de la bande de cisaillement) et d'un scalaire λ (ang. *plastic multiplier*).

$$\left.\begin{aligned} Q &= \tau^* + \sin\Psi\sigma^* \\ \dot{\varepsilon}_{ij}^{plas} &= \lambda\frac{\partial Q}{\partial\sigma_{ij}} \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

La dernière équation s'appelle lois de fluage plastique (*plastic flow rule*) car elle détermine la dépendance de le taux de déformation plastique.

Dans le cas de non rupture ou de décharge,

$$F < 0 \cup (F = 0 \cap \dot{F} < 0) \tag{27}$$

ce scalaire reste nul.

$$\lambda = 0 \tag{28}$$

Durant la rupture plastique, λ se calcule en utilisant la condition de consistance (25) .

En transformant le tenseur des contraintes et le tenseur des déformations comme suit :

$$\left.\begin{aligned} &\sigma_1 = \sigma_{xx}; \sigma_2 = \sigma_{yy;}\sigma_3 = \sigma_{zz}; \sigma_4 = \sigma_{xy} = \sigma_{yx}; \sigma_5 = \sigma_{yz} = \sigma_{zy}; \sigma_6 = \sigma_{xz} = \sigma_{zx} \\ &\varepsilon_1 = \varepsilon_{xx}; \varepsilon_2 = \varepsilon_{yy;}\varepsilon_3 = \varepsilon_{zz}; \varepsilon_4 = \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}; \varepsilon_5 = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy}; \varepsilon_6 = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

on peut alors écrire la rhéologie élasto-plastique (modifiée de [Vermeer and De Borst, 1984])

$$\lambda = \frac{1}{d}\frac{\partial F}{\partial\sigma_i} D_{ij}\varepsilon_j \tag{30}$$

$$\dot{\sigma}_i = D_{ij}\left(\dot{\varepsilon}_j - \lambda\frac{\partial G}{\partial\sigma_j}\right) \tag{31}$$

$$\dot{\sigma}_i = \left(D_{ij} - \frac{1}{d}D_{im}\frac{\partial G}{\partial\sigma_m}\frac{\partial F}{\partial\sigma_n}D_{nj}\right)\dot{\varepsilon}_j \tag{32}$$

avec
$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{xx}} &= \frac{\left(\sigma_{xx}-\sigma_{yy}\right)}{4\tau^*}+\frac{\sin\phi}{2} \\ \frac{\partial F}{\partial \sigma_{yy}} &= \frac{\left(\sigma_{yy}-\sigma_{xx}\right)}{4\tau^*}+\frac{\sin\phi}{2} \\ \frac{\partial F}{\partial \sigma_{zz}} &= 0 \\ \frac{\partial F}{\partial \sigma_{xy}} &= \frac{\sigma_{xy}}{\tau^*} \end{aligned}\right\} \text{ et } \left.\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial \sigma_{xx}} &= \frac{\left(\sigma_{xx}-\sigma_{yy}\right)}{4\tau^*}+\frac{\sin\Psi}{2} \\ \frac{\partial Q}{\partial \sigma_{yy}} &= \frac{\left(\sigma_{yy}-\sigma_{xx}\right)}{4\tau^*}+\frac{\sin\Psi}{2} \\ \frac{\partial Q}{\partial \sigma_{zz}} &= 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial \sigma_{xy}} &= \frac{\sigma_{xy}}{\tau^*} \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

3 _ Conclusions

Il est possible de modéliser le comportement des roches à grande échelle en utilisant le principe de la mécanique des milieux continus ainsi que les lois de comportement appropriées.
Cette approche permet de poser tous les problèmes sous une forme variationelle (i.e. un système d'équations différentielles complet) permettant de modéliser quantitativement la déformation de la lithosphère.
Comme la lithosphère est :

- un milieu hétérogène,
- caractérisée par des lois de comportement souvent non linéaires,
- bordée de conditions aux limites complexes, imposées par le problème géodynamique,

…… il n'est pas possible de résoudre ce système d'équation analytiquement.

D'autre part, la température contrôlant la rhéologie effective des roches de la lithosphère, il est nécessaire d'utiliser des modèles thermomécaniquement couplés.

Les méthodes numériques classiques (FEM, FDM, FV) sont très adaptées pour résoudre les problèmes de mécanique des milieux continus. Cependant, les difficultés numériques rencontrées dans le domaine géomécanique sont multiples :

- Prise en compte des instabilités physiques
- Dépendance de l'état des contraintes à l'histoire du chargement
- Lois de comportement fortement non linéaires
- Grandes déformations
- Processus de surface

Deux méthodes numériques ont été utilisées durant cette thèse :

- FLAC (Fast Lagrangian Analysis of Continua) permet de résoudre en partie ces problèmes grâce à une formulation dynamique complètement explicite qui ne nécessite donc pas de converger mais qui a le désavantage de nécessiter de très petit pas de temps. Le passage à trois dimensions constitue un autre désavantage de cette méthode. Il demande une quantité de programmation (et de temps de calculs) considérable pour calculer les

contraintes s'exerçant sur les quatre facettes des dix tétraèdres qui composent chaque élément de maillage déformé. Autrement dit, cette méthode ne présente pas d'avantages (par rapport au FEM) pour modéliser les grandes déformations en 3D.

- FEM (Finite Element Method) est une méthode intrinsèquement implicite, devant donc converger vers une solution, qui à l'avantage d'être beaucoup plus rapide pour résoudre des problèmes assez linéaires, de ne pas demander de grands efforts de programmation pour être formulée en 3D (ce qui ne veut pas dire que le code tourne vite) mais qui n'apporte pas de réels avantages (en terme de coût de calculs) pour les forts couplages non-linéaire (i.e. rhéologie plastique –élastique - ductile).

L'implémentation de ces codes sera détaillée dans les parties suivantes. Chaque description sera suivie d'une application géodynamique.

CHAPITRE III
Description de Paravoz

PARAVOZ est un code numérique basée sur la méthode FLAC (Fast Lagrangian Analysis of Continua) [Cundall, 1989; Cundall and Board, 1988]. FLAC permet de résoudre des problèmes statiques ou dynamiques et de modéliser des problèmes mécaniques en prenant en compte des lois de comportement non linéaires ainsi que l'histoire du chargement.

L'algorithme sous-jacent est une méthode hybride élément finis/ différences finies qui utilise un maillage irrégulier composés d'éléments quadrilatéraux subdivisés en sub-éléments triangulaires. Comme dans la méthode des éléments finis, le bilan des contraintes est établi sur la maille et les dérivés des variables sont exprimées en utilisant le point Gaussien, mais la résolution des équations différentielles partielles se fait explicitement par différences finies sur les nœuds. Cette méthode de résolution numérique, pour rester stable, implique des pas de temps critiques très courts qui sont généralement limités par le temps de propagation des ondes élastiques dans le milieu. Pour des analyses dynamiques (dans lesquelles on ne peut pas négliger l'influence des forces d'inertie, ex : déformation co-sismique), l'échelle de temps considérée étant courte, cette limitation ne posent pas de problèmes majeurs. Par contre, pour étudier les déformations de la lithosphère sur quelques (dizaines) de millions d'années, les forces d'inerties deviennent négligeables (cas d'un problème quasi-statique). Il est alors possible d'augmenter artificiellement le pas de temps critique en augmentant artificiellement la masse d'inertie du matériau pour ralentir la vitesse des ondes élastiques. Il faut alors amortir les oscillations élastiques liées aux ondes élastiques « ralenties » mais « amplifiées» qui traversent le système. C'est sur ce point particulier que PARAVOZ (code développé dans le domaine universitaire par A.N.B. Poliakov et Y.Y. Podladchikov) diffère de la version commerciale de FLAC® (http://www.itascacg.com/) un code dédié principalement aux problèmes géotechniques.

1 _ Discrétisation du continuum :

On peut discrétiser explicitement (toutes les quantités inconnues sont dans le membre droit et prise en compte au pas de temps précédent), une équation différentielle aux dérivées partielles en utilisant des différences finies centrées. Pour assurer la stabilité numérique, il faut alors utiliser un pas de temps critique qui soit suffisamment petit pour que l'information ne puisse pas se propager, en un pas de temps, entre les éléments du modèle.

L'intérêt de ce type de discrétisation est que chaque élément devient physiquement indépendant des autres durant le pas de temps. On peut ainsi établir un cycle de calcul simple (Figure 17) qui contre balance le coût de calcul lié à la diminution du pas de temps. D'autre part, puisque les pas de temps sont très courts, cette formulation, contrairement aux formulations implicites, permet d'implémenter des lois rhéologiques fortement non linéaires très facilement.

Figure 17
Dans FLAC comme dans PARAVOZ, les calculs sont produits explicitement en mettant à jour tour à tour le membre gauche et le membre droit de l'équation fondamentale de la dynamique à l'aide des lois rhéologiques.
Une discrétisation est mixte basée sur la méthodes des éléments finis est utilisée. Les contraintes et les déformations se rapportent donc aux éléments alors que les forces et les vitesses se rapportent aux nœuds. Ce type de discrétisation permet d'implémenter des lois de comportement fortement non linéaires car les pas de temps sont courts et tous les éléments sont traités indépendamment les uns des autres.

Dans Paravoz, le continua est discrétisé sous forme de mailles quadrilatérales elles même subdivisées en deux paires de mailles triangulaires (Figure 18) à l'intérieur desquelles la déformation est constante et la vitesse peut être calculée par interpolation linéaire de la vitesse des nœuds. Cette seconde discrétisation assure la symétrie de la solution [Cundall and Board, 1988] et permet, en diminuant le nombre de contraintes sur la compressibilité, de limiter les problèmes de *mesh locking* qui peuvent

causer des surpressions locales et des instabilités numériques importantes associées à la non satisfaction de l'incompressibilité dans les domaines visqueux et plastiques [Marti and Cundall, 1982]

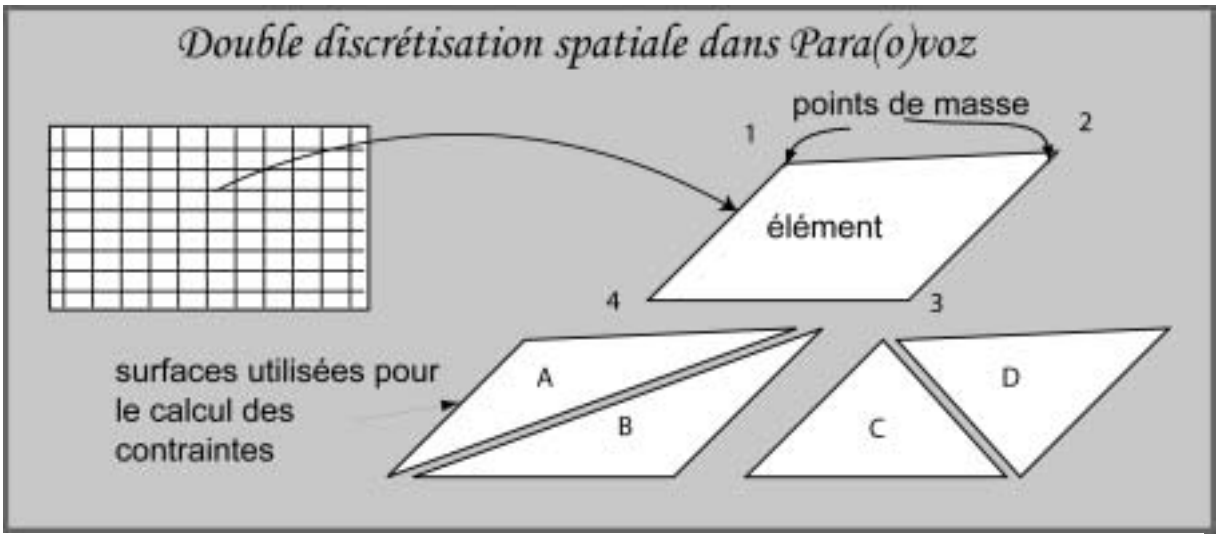


Figure 18

Le modèle est discrétisé en utilisant des éléments quadrilatèraux eux même subdivisés en deux paires de triangles AB et CD sur lesquels sont effectués les calculs de contraintes et de déformations. A chaque pas de temps, la moyenne des résultats obtenus sur chaque paire de sous éléments est attribué à l'élément quadrilatéral.

Les contraintes sont calculées sur les faces des triangles, les déplacements résultant des forces hors équilibres calculées sur les noeuds. De la même manière, les flux de chaleur sont calculés sur l'élément alors que la température n'a de sens que sur le nœud.

2 _ Description Physique

PARAVOZ est un code thermomécaniquement couplé qui résout complètement l'équation générale de la dynamique de Newton (1) et l'équation de transfert de chaleur dans sa formulation lagrangienne (35) ce qui signifie que la partie advection *DT*/*Dt* est résolue en couplage avec l'équation (1). La température T est utilisée dans le calcule des lois de comportement (ex : contraintes thermique, viscosité thermo-dépendante). L'intérêt de PARAVOZ provient du fait qu'aucune solution n'est prescrite à priori et que la localisation de la déformation s'opère en suivant un chemin physique réel.

Notations :

Tableau 1

ρ (kg.m^{-3})	Masse volumique	T (K)	Température
σ (Pa)	Tenseur des contraintes	*Hr* (W.m-3)	Production de chaleur interne
x (m)	Vecteur coordonées	χ (m^2.s^{-1})	Diffusion thermique
V (m.s^{-1})	Vecteur vitesse	C_p (J.kg^{-1}.K^{-1})	Capacité thermique
u (m)	Vecteur déplacement		
t (s)	Temps	**g** (m.s^{-2})	Vecteur pesanteur

La partie mécanique du code résout la seconde loi de la dynamique de Newton dans un repère Lagrangien et en utilisant localement une formulation « petite déformation » et en appliquant une correction pour les grandes déformations en utilisant les dérivés co-rotatives de Jaumann.

$$\rho g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial V_i}{\partial t} \tag{1}$$

Les indices i,j ($1 \leq i,j \leq l$, $l = 3$) correspondent aux composantes des coordonnées spatiales, des tenseurs et des vecteurs. La notation d'Einstein (sommation des indices répétés) s'applique.

La partie thermique du code résout complètement l'équation du transfert de chaleur (35) dans le repère lagrangien fixé par (1)

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\chi \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{H_r}{\rho C_p} \tag{35}$$

D/Dt signifie que la dérivée en temps est objective (indépendante du repère dans lequel elle est décrite). Cela signifie en terme simple que l'advection thermique est assurée par le déplacement des nœuds. Comme les pas de temps mécanique sont courts, le critère de Courant est automatiquement satisfait.

Dans Paravoz, les déformations et taux de déformation mécaniques sont calculés pour chaque sous éléments triangulaires à partir des vitesses nodales. Pour chaque sous élément, on a :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \tag{36}$$

alors que les incréments de contraintes sont calculés sur les arrêtes de chaque sous-élément à partir des incréments de déformation en suivant des rhéologies viscoélastique, élasto-plastique ou visco-élasto-plastique.

L'objectivité de la dérivée temporelle du tenseur des contraintes par rapport à la rotation locale ω du repère lagrangien en grandes déformations, est prise en compte en utilisant la correction de Jaumann (pour chacun des quatre sous-éléments triangulaires):

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{ls} = \sigma_{ij}^{ss} + \dfrac{\partial \sigma_{ij}^{\Delta}}{\partial t}\Delta t_{mv} = \sigma_{ij}^{ss} + (\omega_{ik}\sigma_{kj}^{ss} - \sigma_{ik}^{ss}\omega_{kj})\Delta t_{mv} \\ \omega_{ij} = \dfrac{1}{2}\left\{ \dfrac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} - \dfrac{\partial \dot{u}_j}{\partial x_i} \right\}; \quad \sigma_{kj}^{ss} = -\sigma_{jk}^{ss} \end{cases} \tag{37}$$

soit pour $l = 2$:

$$\begin{cases} \sigma_{11} = \sigma_{11}^{ls} = \sigma_{11}^{ss} + \dfrac{\partial \sigma_{11}^{\Delta}}{\partial t}\Delta t_{mv} = \sigma_{11}^{ss} + 2\sigma_{12}\omega_{12}\Delta t_{mv} \\ \sigma_{12} = \sigma_{12}^{ls} = \sigma_{12}^{ss} + \dfrac{\partial \sigma_{12}^{\Delta}}{\partial t}\Delta t_{mv} = \sigma_{12}^{ss} + (\sigma_{22} - \sigma_{11})\omega_{12}\Delta t_{mv} \\ \sigma_{22} = \sigma_{22}^{ls} = \sigma_{22}^{ss} + \dfrac{\partial \sigma_{22}^{\Delta}}{\partial t}\Delta t_{mv} = \sigma_{22}^{ss} - 2\sigma_{12}\omega_{12}\Delta t_{mv} \\ \omega_{12} = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial \dot{u}_2}{\partial x_1} - \dfrac{\partial \dot{u}_1}{\partial x_2} \right) \end{cases} \tag{38}$$

Ici, "*ls*" signifie grande déformation (*large strain*), "*ss*" signifie petite déformation (*small strain*), "*mv*" se rapporte à la correction de Jaumann dans l'intervalle de temps et l'exposant "$^{\Delta}$" indique l'incrément de contrainte dû à cette correction. Il faut noter que la correction de Jaumann, qui peut être insuffisante dans le cas de méthodes implicites à grandes transformations, est bien justifiée dans le cas de Parovoz où, du fait des petits pas de temps, les incréments de rotation sont également petits.

A _ Loi de comportement :

La formulation explicite de Paravoz permet d'y implémenter aisément des rhéologies à caractères non linéaires (viscosité non newtonienne, plasticité Mohr-Coulomb non associées, *hardening*, *softening* etc…) et le panel disponible est donc très large.
Si la version actuelle de Paravoz est bidimensionnelle, les rhéologies décrites ici sont tridimensionnelles, les calculs assumant simplement que la déformation est plane.
Pour des raisons de simplicité, il est possible de subdiviser les tenseurs des contraintes, des déformations et des taux de déformation en leurs parties déviatoriques et isotropes.

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = \tau_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\overline{\sigma} \\ \varepsilon_{ij} = \tilde{\varepsilon}_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij} div\mathbf{u} \\ \dot{\varepsilon}_{ij} = e_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij} div\mathbf{V} \end{cases} \tag{39}$$

a) Implémentation de la viscoélasticité :

Dans paravoz, les déformations viscoélastiques correspondent à une rhéologie de Maxwell pour la partie déviatorique et un comportement purement élastique (donc compressible) pour la partie isotrope, ce qui s'écrit explicitement :

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{old} + \dfrac{\partial \tau_{ij}}{\partial t}\Delta t + \delta_{ij}\dfrac{\partial \overline{\sigma}}{\partial t}\Delta t \\ \dfrac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} = 2G\left(e_{ij} - \dfrac{\tau_{ij}}{2\mu_{shear}\left(T, e^{\mathrm{II}}\right)} \right) \\ \dfrac{\partial \overline{\sigma}}{\partial t} = K div\mathbf{V} \end{cases} \tag{40}$$

où μ_{shear} est la viscosité dynamique effective (qui peut dépendre linéairement ou non des contraintes, cela ne pose pas de problème numérique puisque les pas de temps sont petits), δ est le delta de Kronecker, *G* et K sont respectivement les modules de cisaillement et le module d'incompressibilité. e^{II} est le second invariant de la partie déviatorique du tenseur des taux de déformation.

b) Calcul de la viscosité non-newtonienne

La viscosité de cisaillement est calculée pour chaque maille à chaque pas de temps en fonction de la température moyennée sur les quatre nœuds de la maille et du second invariant du tenseur taux de déformation suivant (41). Les facteurs numériques de l'équation diffèrent de l'équation bien connue du fluage dislocation uni-axial **(12)**. Ils permettent d'obtenir le résultat uni-axial en prenant en compte une déformation tridimensionnelle incompressible [Chen and Morgan, 1990].

$$\mu_{shear}(T, e^{II}) = \frac{1}{4}\left(e^{II}\right)^{\left(\frac{1}{n}-1\right)}\left(\frac{3}{4}A\right)^{\frac{-1}{n}}\exp\left(\frac{E}{nRT}\right) \tag{41}$$

c) élasto-plasticité

Paravoz permet de prendre en compte une rhéologie élasto-plastique de type Mohr-Coulomb non associée en cisaillement ou avec le critère de Griffith en tension.
Pour y parvenir, il faut vérifier à chaque pas de temps que les contraintes élastiques ne dépasseront pas un des critères de rupture (f^s, f^v) pour l'incrément de déformation calculé au pas de temps précédent.
La première étape du calcul consiste à produire une prédiction élastique de la valeur des contraintes ($\boldsymbol{\sigma}^{test}$) à partir des incréments de déformation du pas précédent.

$$\sigma_{ij}^{test} = C_{ijkl}\Delta\varepsilon_{kl} \qquad (42)$$

On peut alors calculer les valeurs des contraintes principales et tester l'état de contrainte à l'aide des critères de rupture.
En utilisant les propriétés du cercle de Mohr et le fait que $\sigma_2 \perp (\sigma_1,\sigma_3)$ est hors plan (σ_1, σ_3), on voit que $\sigma_1 + \sigma_3$ (= $2\sigma^*$) = et $\sigma_1\sigma_3$ (= τ^{*2}) sont des combinaisons symétriques, i.e. le premier et deuxième invariants du tenseur de contraints dans le plan (σ_1, σ_3). On peut alors écrire σ^* et τ^* (qu'il ne faut pas confondre avec τ^{II} et σ^I, les invariants du tenseur des contraintes) comme suit :

$$\sigma_1 = \sigma^* - \tau^* \;;\; \sigma_3 = \sigma^* + \tau^* \;;\; \sigma_2 = \sigma_{zz}$$
$$\text{où} \quad \sigma^* = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2}; \tau^* = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2}\right)^2 + \sigma_{xy}{}^2} \qquad (43)$$

Évitant ainsi le calcul (numériquement cher) des valeurs propres de $\boldsymbol{\sigma}$.
Le critère de rupture en tension est testé en premier.

$$\sigma^{tens} = \frac{\mathrm{Co}}{\tan(\Phi)}$$
$$\text{Si} \quad f^v = \sigma^{tens} - \sigma 1 \le 0 \quad \text{alors} \qquad (44)$$
$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma^{tens} \text{ et } \sigma_{xy} = 0$$

Si la rupture en tension est atteinte à ce stade, le calcul de plasticité est terminé. Dans le cas où la rupture en tension n'est pas atteinte, le critère de rupture de Mohr-Coulomb réécrit en terme de contraintes principales (45) est testé à son tour.

$$N_\Phi = \frac{1+\sin\Phi}{1-\sin\Phi}$$
$$f^s = \sigma 1 - \sigma 3 N_\Phi + 2Co\sqrt{N_\Phi} \qquad (45)$$
$$f^s \le 0 \Rightarrow \text{rupture}$$

Si le critère est atteint, la déformation plastique est calculée à partir du potentiel plastique Qs

$$N_\Psi = \frac{1+\sin\Psi}{1-\sin\Psi}$$
$$Qs = \sigma 1 - \sigma 3 N_\Psi \qquad (46)$$
$$\varepsilon^{plas} = \lambda s \frac{\partial Qs}{\partial \sigma}$$

où Ψ est l'angle de dilatation du matériau avec $\Psi << \Phi$ pour la plus part des roches [Vermeer and De Borst, 1984]

L'incrément de déformation plastique est formulé et implémenté en terme de contraintes principales en utilisant une méthode proche de celle dite « *elastic predictor-plastic corrector* »

$$
\begin{aligned}
&A = K + 4/3G \\
&B = K - 2/3G \\
&\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon^{elas} + \Delta\varepsilon^{plas} \\
&\sigma_1^{ep} = \sigma_1^{old} + \Delta\varepsilon_1^{elas} A + \left(\Delta\varepsilon_2^{elas} + \Delta\varepsilon_3^{elas}\right) B \\
&\sigma_2^{ep} = \sigma_2^{old} + \Delta\varepsilon_2^{elas} A + \left(\Delta\varepsilon_1^{elas} + \Delta\varepsilon_3^{elas}\right) B \\
&\sigma_3^{ep} = \sigma_3^{old} + \Delta\varepsilon_3^{elas} A + \left(\Delta\varepsilon_2^{elas} + \Delta\varepsilon_1^{elas}\right) B
\end{aligned}
\tag{47}
$$

On peut aussi réécrire les contraintes « test » (*elastic predictor)* sous la même forme.

$$
\begin{aligned}
&\sigma_1^{test} = \sigma_1^{old} + \Delta\varepsilon_1 A + \left(\Delta\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_3\right) B \\
&\sigma_2^{test} = \sigma_2^{old} + \Delta\varepsilon_2 A + \left(\Delta\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon_3\right) B \\
&\sigma_3^{test} = \sigma_3^{old} + \Delta\varepsilon_3 A + \left(\Delta\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_1\right) B
\end{aligned}
\tag{48}
$$

En substituant (48) dans (47), il est alors possible de déduire :

$$
\begin{aligned}
&dplas = A - BN_\Psi + AN_\Psi N_\Phi - BN_\Phi \\
&\lambda^s = f^s / \left(dplas + h\right)
\end{aligned}
\tag{49}
$$

où h est le paramètre de durcissement.
L'incrémentation des contraintes corrigées plastiquement (*plastic corrector*) peut alors être fait de la manière suivante :

$$
\begin{aligned}
&\sigma_1^{ep} = \sigma_1^{test} - \lambda(A - BN_\Psi) \\
&\sigma_2^{ep} = \sigma_2^{test} - \lambda B(1 - N_\Psi) \\
&\sigma_3^{ep} = \sigma_3^{test} - \lambda(B - AN_\Psi)
\end{aligned}
\tag{50}
$$

Un fois cette étape terminée, le critère de rupture en tension est testé à nouveau avant de retourner à la description du tenseur des contraintes dans le repère global en utilisant les cosinus et sinus directeurs du plan de cisaillement maximum. Cela évite encore une fois de calculer l'orientation des contraintes principales.

$$
\begin{aligned}
&\text{Si } \tau^* = 0 \text{ alors } \cos 2\alpha = 1; \sin 2\alpha = 0 \\
&\text{sinon } \cos 2\alpha = \frac{\sigma^{elas}_{xx} - \sigma^{elas}_{yy}}{2\tau^*(\boldsymbol{\sigma}^{elas})}; \sin 2\alpha = \frac{\sigma^{elas}_{xy}}{\tau^*(\boldsymbol{\sigma}^{elas})} \\
&\sigma_{xx} = \sigma^*(\boldsymbol{\sigma}^{plas}) + \tau^*(\boldsymbol{\sigma}^{plas}) \cos 2\alpha \\
&\sigma_{yy} = \sigma^*(\boldsymbol{\sigma}^{plas}) - \tau^*(\boldsymbol{\sigma}^{plas}) \cos 2\alpha \\
&\sigma_{xy} = \tau^*(\boldsymbol{\sigma}^{plas}) \sin 2\alpha \\
&\sigma_{zz} = \sigma_2^{plas}
\end{aligned}
\tag{51}
$$

Si aucun des critères de rupture n'est dépassé, alors les contraintes « test » (*predictor*) sont assignées comme contraintes élasto-plastiques.

d) Visco-élasto-plasticité

Cette rhéologie est introduite très simplement :
L'algorithme calcul d'abord l'état de contraintes pour une rhéologie élasto-plastique puis l'état de contraintes pour une rhéologie viscoélastique. Le second invariant des contraintes déviatoriques est alors calculé dans les deux cas. Puis suivant un principe pseudo-thermodynamique, l'état de contraintes correspondant aux plus faibles contraintes déviatoriques devient l'état de contraintes de la maille.

B _ Couplage thermomécanique

a) Advection

Dans un repère lagrangien, il n'est pas nécessaire de résoudre la partie advective de l'équation du transport de chaleur car la température est calculée sur les nœuds « mécaniques » qui sont advectés avec le maillage à la fin de chaque pas de temps. Au moment du remaillage, et seulement en présence de fort gradient, une légère diffusion numérique peut être engendrée par l'interpolation linéaire à la limite de deux phases n'ayant pas le même coefficient de diffusivité. Les pas de temps mécaniques étant très petits dans les codes de type FLAC®, il n'est pas nécessaire de ce préoccuper du critère de Courant qui est toujours respecté.

b) Contraintes thermiques

Les contraintes thermiques sont implémentées sous la forme d'une pression (σii) dans Paravoz en se basant sur l'hypothèse que milieu est incompressible :

$$\sigma_{ii}^{therm} = -3\alpha_v K\left(T^{new} - T^{old}\right) \tag{52}$$

où σ_{ii}^{therm} est la trace de la composante thermique des contraintes, α_v est le coefficient d'expansion thermique adiabatique, K est le module d'incompressibilité, et T la température est calculée au centre de chaque triangle.

c) Shear heating

Ce terme qui correspond à l'énergie calorifique dissipée par le frottement solide est intégré à l'équation de la chaleur sous la forme d'un terme source $H^{s.h.}$ que l'on calcule

$$H^{s.h.} = \frac{e^{II}\tau^{II}}{3A^{mesh}} \times frac_h \tag{53}$$

où e^{II} et τ^{II} sont respectivement les seconds invariants du tenseur des taux de déformation déviatoriques et des contraintes déviatoriques, A^{mesh} est la surface du triangle considéré, et le facteur 3 provient du fait que les sources de chaleur sont redistribuée sur les nœuds du triangle pour effectuer le calcul et $frac_h$ est le paramètre de pondération. Dans un cas idéal $frac_h$ est égal 1 mais en réalité il

peut être considérablement plus petit, suite aux changements (adoucissement) de rhéologie dans les zones de cisaillement.

d) Variations de volume avec la pression et la température

Dans un code explicite, il est très simple de rendre en compte des variations de densité avec la température car les déplacements aux noeuds ne dépendent que des variations de densité avec leurs voisins directs et aucun géotherme de référence n'est nécessaire. La température de référence peut être fixée à 20°C. Pour rendre compte des phénomènes de compressibilité, l'approximation de Boussinesq a été utilisée. Cette approximation consiste à négliger les variations de volume et à considérer seulement les variations de densité.
Il est beaucoup moins coûteux (en terme de mémoire) de faire varier localement l'accélération de la pesanteur g que la densité. On peut alors écrire la relation suivante :

$$g^{eff} = g^{ref} + \Delta g^{T} + \Delta g^{P} \tag{54}$$

où $g^{ref} = 9.8 ms^{-2}$ alors que Δg^{T} et Δg^{P} sont respectivement calculés grâce à (55) et (56) .

$$\Delta g^{T} = -\alpha_{v} \Delta T g^{ref} \tag{55}$$

Où α_{v} est le coefficient d'expansion thermique adiabatique, et ΔT est calculé à partir de la température au centre de la maille quadrilatérale et de la température de référence 20°C.

$$\Delta g^{P} = -\beta_{T} \Delta P^{trace} g^{ref} \tag{56}$$

Où β_{T} est le coefficient de compressibilité isotherme et $\Delta P^{trace} = P^{trace} - P^{atmosphérique}$

C _ Diagramme de flux de Paravoz

Pour résumer les couplages entre les éléments de codes précités, et mieux comprendre la boucle sur le temps de paravoz, un diagramme de flux a été réalisé (Figure 19).

Figure 19
Les ovales entourent les variables principales, les hexagones indiquent les conditions aux limites, les rectangles blancs entourent les variables intermédiaires.
La boucle sur le temps est séparée en trois parties. Les phénomènes diffusifs (thermique (production + diffusion) et érosion) sont les premiers calculés. Dans un second temps l'algorithme calcule l'incrément de déformation dû au champ de vitesses du pas de temps précédent. Puis, à l'aide des lois rhéologiques, la mise à jour des contraintes mécaniques et thermiques produit un nouvel état de contraintes sur lequel les conditions aux limites mécaniques de cette dimension sont appliquées.
Les forces s'exerçant sur chaque nœud du modèle sont calculées à partir de ce nouvel état de contraintes cinématiques et des forces de volumes (incluant l'approximation de Boussinesq).
L'équation fondamentale de la dynamique est résolue en égalisant les forces hors équilibres (sur lesquelles ont été appliquées les conditions aux limites) avec le terme inertiel pour en déduire le nouveau champ de vitesse sur lequel les conditions aux limites rigides(vitesses fixes) sont appliquées.
En grandes déformations, la rotation solide de chaque maille est alors calculée pour apporter aux contraintes les corrections nécessaires (Jaumann) pour assurer l'objectivité de leur dérivées spatiales

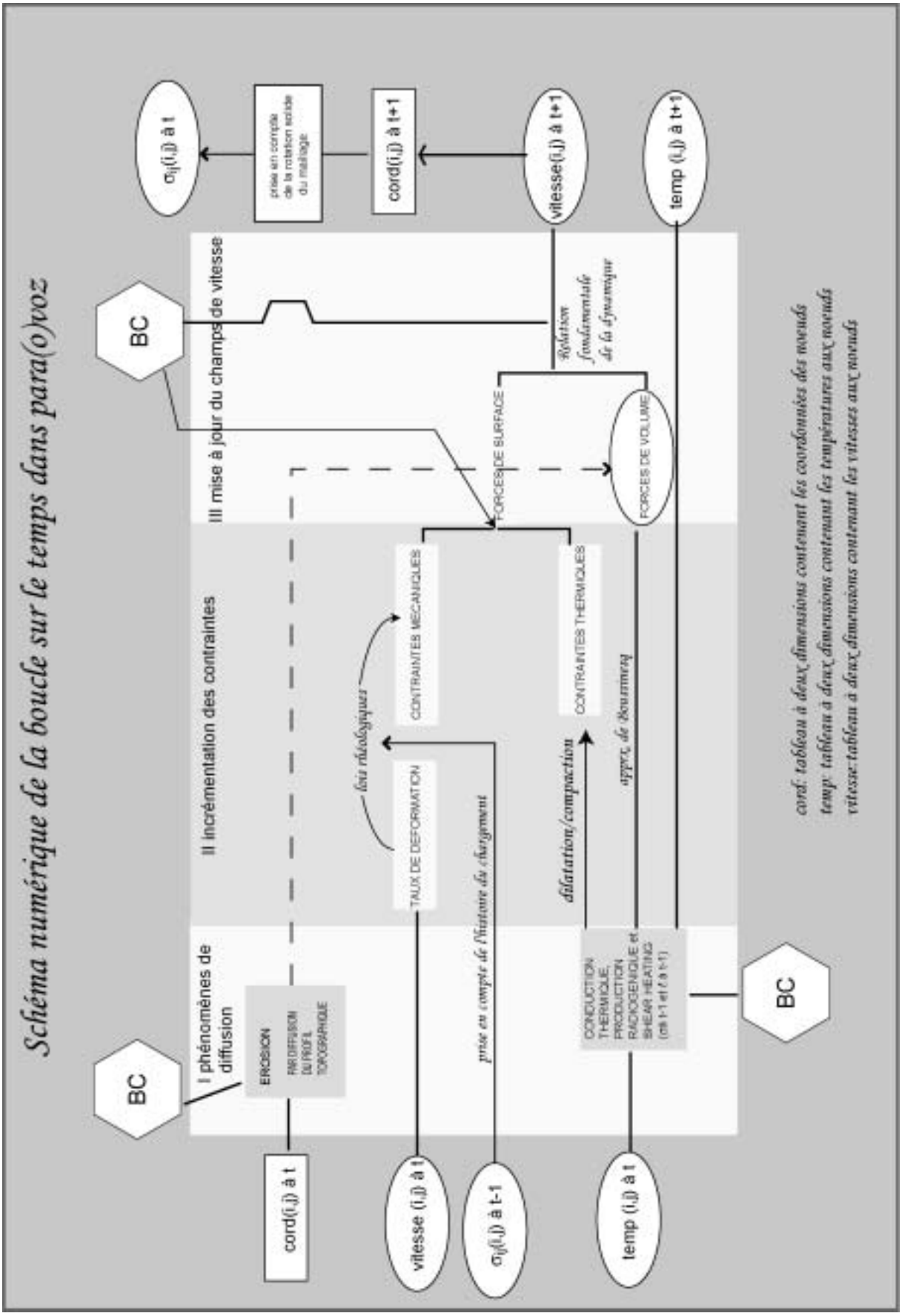


Schéma numérique de la boucle sur le temps dans para(o)voz
I phénomènes de diffusion
II incrémentation des contraintes
III mise à jour du champs de vitesse
BC
BC
BC
EROSION
PAR DIFFUSION DU PROFIL TOPOGRAPHIQUE
cord(i,j) à t
vitesse (i,j) à t
σij(i,j) à t-1
temp (i,j) à t
TAUX DE DEFORMATION
lois rhéologiques
CONTRAINTES MECANIQUES
prise en compte de l'histoire du chargement
dilatation/compaction
CONTRAINTES THERMIQUES
CONDUCTION THERMIQUE, PRODUCTION RADIOGENIQUE et SHEAR HEATING (cfs t-1 et / à t-1)
apport de chaleur
FORCES DE SURFACE
FORCES DE VOLUME
Relation fondamentale de la dynamique
vitesse(i,j) à t+1
temp (i,j) à t+1
cord(i,j) à t+1
prise en compte de la rotation solide du maillage
σij(i,j) à t
cord: tableau à deux dimensions contenant les coordonnées des noeuds
temp: tableau à deux dimensions contenant les températures aux noeuds
vitesse:tableau à deux dimensions contenant les vitesses aux noeuds

3 _ Interface et graphisme

L'interface de Paravoz est constituée de quatre fichiers d'entrées *.dat qui permettent de définir les paramètres numérique, de définir des géométries plus ou moins complexes, d'associer à chaque phase des propriétés mécaniques et thermiques et de fixer les conditions aux limites.
Les résultats des calculs sont enregistrés dans des fichiers binaires non formatés à accès direct *.0 pour lesquels des interfaces graphiques pour IDL® ou matlab® assez complètes existent.

a) Déformation cumulée

a-i) Cisaillement total

Le cisaillement total est simplement obtenus en incrémentant à chaque pas de temps le second invariant du tenseur taux de déformation moyenné sur chaque paire de triangles

$$\varepsilon_{shear}^{tot} = \varepsilon_{shear}^{tot} + 1/2 \sum_{itr=1}^{4} \dot{\varepsilon}_{itr}^{II} \tag{57}$$

a-ii) Déformation plastique

La déformation plastique cumulée est calculée en sommant à chaque pas de temps la moyenne du second invariant du tenseur des incréments de déformation plastiques pour chaque couple de triangles.
Dans les axes principaux, il est possible d'écrire pour chaque triangle *itr* :

$$\underset{plas\,itr}{\Delta\varepsilon^{II}} = 1/2\left(\Delta\varepsilon_1^{plas} + \Delta\varepsilon_3^{plas}\right) = 1/2\,\lambda s\left(1 + N\Psi\right) \tag{58}$$

et de sommer ces incréments pour chaque maille *imesh* :

$$\varepsilon_{plas}^{imesh}\left(t\right) = \varepsilon_{plas}^{imesh}\left(t-1\right) + \sum_{itr=1}^{4} \Delta\varepsilon_{plas\,itr}^{II} \Big/ 2 \tag{59}$$

b) Marqueurs passifs

Il peut paraître étrange de disposer des marqueurs passifs dans une grille déjà lagrangienne mais, il parfois pratique de pouvoir visualiser le trajet d'une particule au travers des remaillages et l'implémentation de tels marqueurs s'il coûte en mémoire, ne coûte pratiquement pas en temps de calculs du fait que la grille est déjà lagrangienne.

Ces marqueurs développés durant mon DEA et ma thèse n'ont pas été utilisés pour les résultats présentés dans ce manuscrit mais servent à modéliser des chemins pression température temps dans le cadre de la thèse de Philippe Yamato (e.g. [Yamato et al., 2004]) portant sur l'exhumation des roches métamorphiques de haute pression dans les chaînes de collision.

Le principe est très simple. Il est possible de disposer dans la grille initiales des marqueurs de coordonnées (x,y) aux points stratégiques du processus que l'on veut mettre en évidence. Comme la grille est lagrangienne et que le champ de vitesses à l'intérieur d'une maille peut être interpolé linéairement à partir des vitesses aux nœuds de celle-ci, il n'est pas nécessaire d'advecter les marqueurs passifs à chaque pas de calculs mais seulement lors des sorties graphiques et lors du remaillage. Entre ces deux étapes, il suffit juste de stocker en mémoire les coordonnées locales des marqueurs et le triangle auquel ils appartiennent (Figure 20).

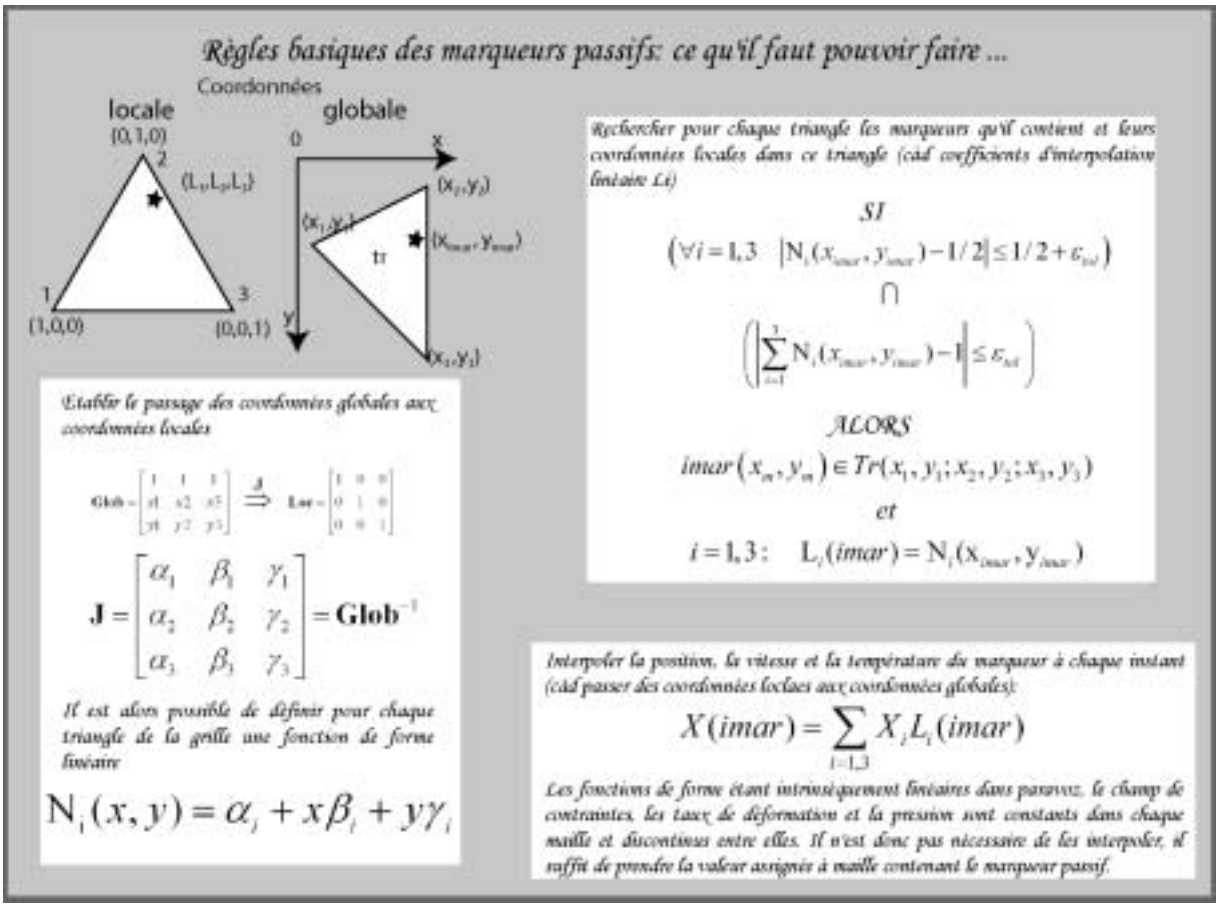


Figure 20

Les deux triangles représentent le même élément en coordonnées locales à gauche et globale à droite avec la position du marqueur passif (étoile noire). Pour établir le passage entre les deux systèmes de coordonnées, on reconnaît l'opérateur Jacobien (J) qui peut être calculés en inversant la matrice contenant les coordonnées globales.

Grâce à cet opérateur, les fonction de formes (ou de bases) de l'élément peuvent être exprimer comme un système d'équation linéaire. Pour tout point (x,y) situé à l'intérieur de l'élément, ces fonctions ont la propriété de valoir entre 0 et 1 et d'avoir leur somme égale à 1.

Cela peut donc permettre de savoir si un marqueur se trouve à l'intérieur d'un élément et si c'est le cas, la valeur des fonctions de forme au point du marqueur constitue aussi ses coordonnées locales dans l'élément tr.

Entre les remaillages et les sorties graphiques, il suffit de stocker en mémoire les 3 coefficients Li et l'adresse du triangle.

Lors des sorties graphiques, la fonction d'interpolation peut être utilisée pour retrouver les coordonnées globales, la température et la vitesse instantanée du marqueur. Cette opération n'est pas nécessaire pour calculer la pression ou les contraintes, l'adresse du triangle suffit.

Au moment du remaillage, il faut seulement interpoler la position du pointeur, la stoker en mémoire durant l'opération et trouver le nouveau triangle auquel appartient le marqueur ainsi que ses nouvelles fonctions d'interpolation.

Cette opération ne fonctionne pas pour les mailles de la surface si une loi d'érosion est appliquée. Pour cette raison, tous les marqueurs entrant dans ce niveau sont considérés comme perdus.

CHAPITRE IV Influence de la structure « rhéologique » de la croûte continentale sur le rifting (application de Paravoz)

Cette partie de la thèse a été en grande partie achevée durant l'encadrement du mémoire de recherche de maîtrise de Séverin Morlighem qui portait sur l'influence de la rhéologie de la croûte continentale sur la subsidence syn-rift des bassins sédimentaires. Les résultats ont fait l'objet d'une présentation orale lors de la réunion AGU/EGS/EGU à Nice en 2003 [Le Pourhiet et al., 2003b].

1 _ Problématique

Les processus qui mènent au rifting de la lithosphère ont déjà été bien étudiés, mais les problèmes liés, à l'asymétrie de la déformation ou à la dynamique de la transition rifting passif/rifting actif, restent encore mal contraints. La majeure partie des études précédentes prend en compte l'influence du gradient thermique ou des vitesses d'extension sur le moteur de déformation (passif/actif ; e.g.[Huismans, 1999]) de la lithosphère, ou de la loi rhéologique et de l'épaisseur initiale de la croûte sur son mode de déformation (asymétrique/symétrique ; e.g. [Braun et al., 1999; Buck, 1993; Frederiksen and Braun, 2001; Gueydan et al., 2003; Huismans and Beaumont, 2002 ; Lavier et al., 1999]) peu d'entre elles intègrent l'influence de la structure lithologique initiale de la croûte sur le rifting.

Le but de cette courte étude est de comprendre l'influence de la structure de la croûte continentale sur la géométrie des bassins syn-rift et les taux de subsidence résultants de l'extension. Dans les modèles présentés ici, la croûte possède un à trois niveaux de composition chimique différente (Quartz, dioRite, Diabase) suivant des lois rhéologiques non-newtoniennes. Le couplage mécanique entre ces couches et avec le manteau supérieur évolue au cours du temps suivant l'état thermique de la lithosphère et du manteau.

L'étude a été réalisée avec PARAVOZ (voire chapitre précédent), les résultats montrent que dès le début du rifting, l'emplacement, le nombre et la géométrie des grabens dépend du couplage entre les différents niveaux résistants de la lithosphère (croûte + manteau supérieur).

2 _ Mise en œuvre numérique :

A _ Conditions initiales

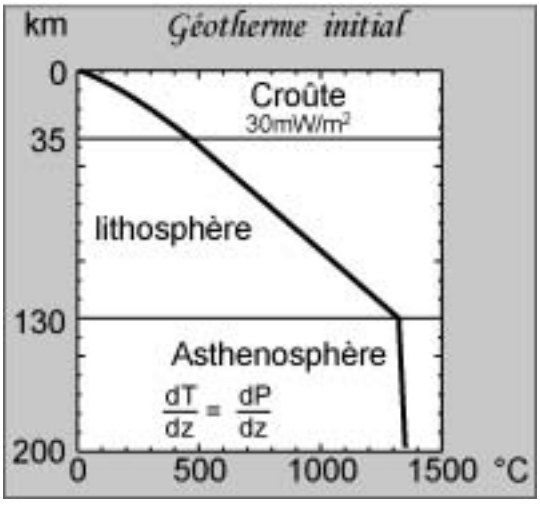


Figure 21
Géotherme initial, solution stationnaire de l'équation de Fourrier en surface et la solution adiabatique en profondeur

Pour lancer une expérience numérique, il est nécessaire de fixer d'une part un géotherme initial et d'autre part, un champ de vitesses initiales. Le second est une interpolation des conditions aux limites décrites dans la partie suivante. Le géotherme initial appliqué ici correspond d'une part à la solution analytique conductive permettant d'obtenir un flux thermique de 30 mW/m^2 à la base de la croûte et une température de 10°C en surface et d'autre part à un gradient adiabatique appliqué dès lors que la température atteint 1300°C (Figure 21).

Une production thermique de $9x10^{-10}W/m^2$ en surface, et décroissant exponentiellement sur une épaisseur caractéristique de 10km, est prise en compte dans le calcul du géotherme initial [Turcotte and Schubert, 2002].

B _ Lithologie et paramètres rhéologiques

Tableau 2

Paramètres rhéologiques des différentes lithologies utilisées pour cette étude

Litho.	ϕ(°)	ψ(°)	Co (Pa)	λ (GPa)	μ (Gpa)	A (Mpa^{-n})	E (kJ)	n	ρ (kgm^{-3})	χ ($Wm^{-1}K^{-1}$)	Ref.
Quartz	30	0	$2\ 10^7$	30	30	$2\ 10^4$	140	2	2600	3.2	(1)
dioRite	30	0	$2\ 10^7$	30	30	$6.3\ 10^{-2}$	276	3.05	2900	3.2	(2)
Diabase	30	0	$2\ 10^7$	30	30	$1.9\ 10^2$	485	4.7	2900	3.2	(2)
Olivine	30	0	$2\ 10^7$	30	30	$7\ 10^3$	510	3	3300	3.2	(3)

(1)[Hansen and Carter, 1982]
(2)[Tsenn and Carter, 1987]
(3)[Goetze and Evans, 1979]

La même source de données a été utilisée pour la diorite et la diabase pour des raisons de consistance. En effet, certaines diabases de la littérature sont effectivement moins visqueuse que certaines diorites…

C _ Conditions aux limites :

Une vitesse d'extension horizontale est appliquée aux limites des modèles. Son intensité varie avec la profondeur, depuis des vitesses élevées (2cm/an) en surface jusqu'à quelques mm/an dans l'asthénosphère (Figure 22). La diminution de vitesse se fait au niveau d'une zone de transition située à 120 km de profondeur. Cette profondeur correspond à la zone où le manteau est le moins résistant et où probablement un découplage existe entre la plaque dite « tectonique » et la géodynamique globale.
En ce qui concernent le problème thermique, la température est fixée à 10°C en surface et à 1350°C à la base du modèle. Sur les bords latéraux une condition de flux nul est imposée (Figure 22).

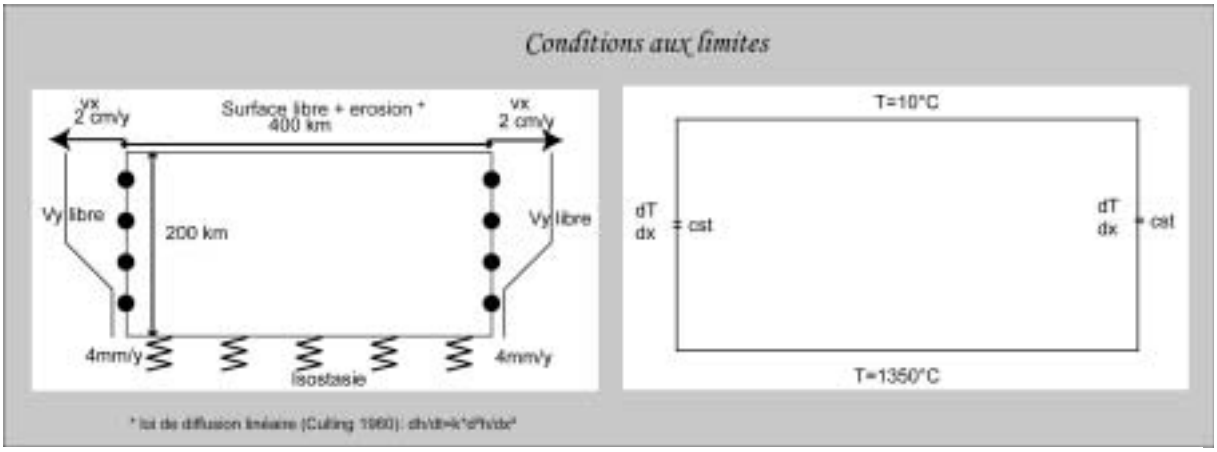


Figure 22
Conditions aux limites, mécaniques (à gauche) & thermique (à droite)

D _ Plan d'expérience

Trois structures lithologiques de base ont été testées (Figure 23). Toutes ces structures possèdent des interfaces horizontales avec au sommet de la croûte du quartz et dans le manteau de l'olivine. Des couches de diorite et de diabase, toutes deux plus résistantes que le quartz à hautes températures, ont

été ajoutées à la configuration 2 pour constituer les configurations 1 et 3. Les profils rhéologiques initiaux sont présentés sous forme d'YSE (yield strength enveloppe) en Figure 23. Les paramètres rhéologiques des différentes lithologies précédemment citées se trouvent dans le Tableau 2

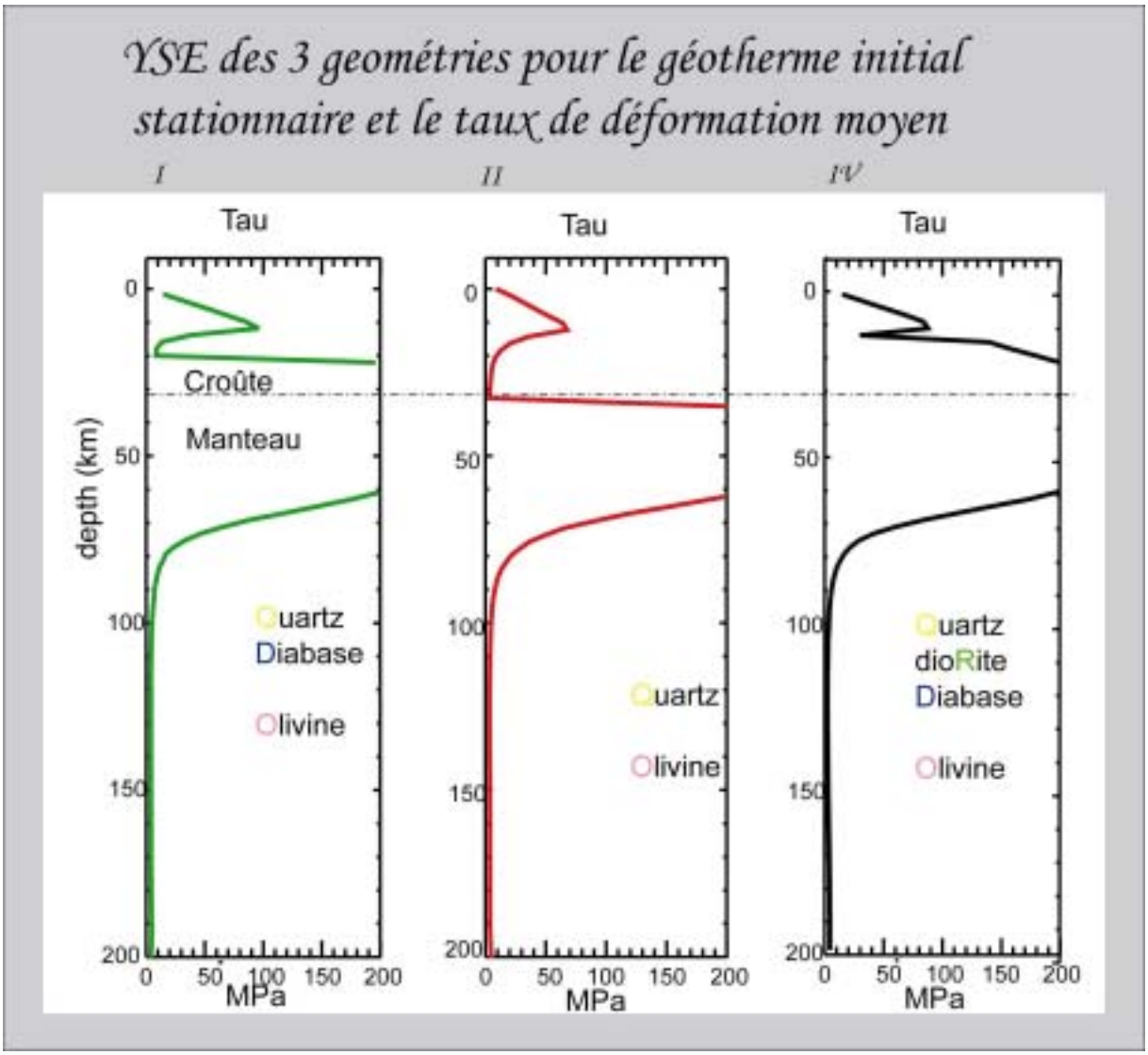


Figure 23
Trois différents profiles lithologiques ont été utilisés pour la croûte :
Profile I : Quartz (20 km) et diabase (14 km)
Profile II : Quartz (34 km)
Profile III : Quartz (12 km), Diorite (12 km) et Diabase (10 km)

Ils sont représentés ici sous la forme d'enveloppes rhéologiques (Yield Strength Enveloppe,) en prenant en compte le géotherme initial de cette étude et le taux de déformation moyen appliqué à la lithosphère. Ces enveloppes indiquent que :
Pour les profiles I et II, la croûte supérieure est initialement découplée du manteau lithosphérique. Celui-ci constitue donc le noyau élastique de la lithosphère.
Pour le profile III la lithosphère est beaucoup plus résistante et le noyau élastique initial car la croûte participe à l'épaisseur élastique équivalente de la lithosphère.

3 _ Résultats

Les trois profiles lithologiques, qui ont été utilisés pour cette étude, mènent à trois différents styles de rift très communément reconnus dans la nature (Figure 24).

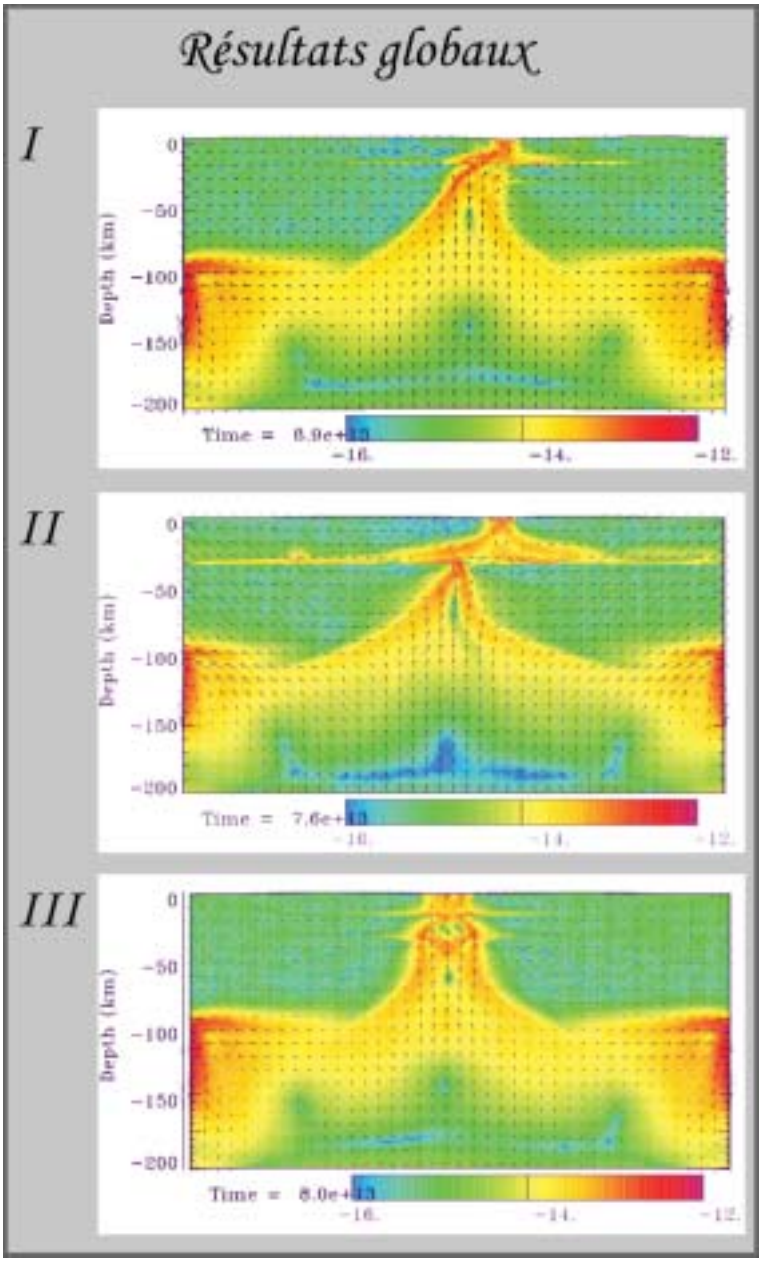


Figure 24
Les graphiques représentent le logarithme du taux de déformation instantané associé à chaque profile lithologique au stade précédent le break up. Les flèches indiquent la vitesse instantanée à leur point d'origine.

Le profile I a évolué vers une extension asymétrique à l'échelle de la lithosphère toute entière
Le profile II indique une extension symétrique dans le manteau et qui tend à devenir asymétrique dans la croûte. Les structures crustales et mantelliques sont décalées

Le profile III indique la présence de plusieurs niveaux de necking, *découpant la lithosphère de manière très localisée et symétrique.*

Le premier profile aboutit à la formation d'un rift asymétrique à l'échelle de la lithosphère toute entière. Le second évolue vers une structure asymétrique en surface et symétrique dans le manteau lithosphérique alors que le troisième type de profile, le plus résistant, mène à la formation d'un rift unique et symétrique dont la taille de la zone active s'amoindrie avec le temps. Ce dernier résultat n'est pas en soit surprenant car la lithosphère est si résistante qu'il est très improbable que la déformation, une fois localisée, migre au cours du temps. Néanmoins, l'impact de la stratification de la croûte sur l'histoire de la subsidence et sur la géométrie des failles est digne d'intérêt et sera développé. Il faudra aussi s'attacher à comprendre comment la présence d'une croûte inférieure résistante découplée de la surface implique l'asymétrie des structures. Ce sont toutes les étapes menant à l'établissement de ces différents régimes qui seront détaillées ici.

A _ Cas d'une croûte très peu résistante et complètement découplée du manteau (Structure de lithosphère II)

Si une croûte est uniquement constituée de quartz, elle ne participe que très peu à la résistance de la lithosphère et possède un couplage mécanique très faible avec le manteau. Dans les stades initiaux, le flux de chaleur en surface indique que la déformation est distribuée périodiquement avec une longueur d'onde de 60 km soit environ 5 à 6 fois l'épaisseur élastique équivalente de la couche de quartz (cf. second invariant des contraintes déviatoriques « tau »). Le taux de déformation n'indique pas de localisation de la déformation, ni dans la croûte, ni le manteau qui enregistre une très petite flexure vers le haut clairement marquée dans le profil de vitesse verticale en surface (Figure 25 à gauche).

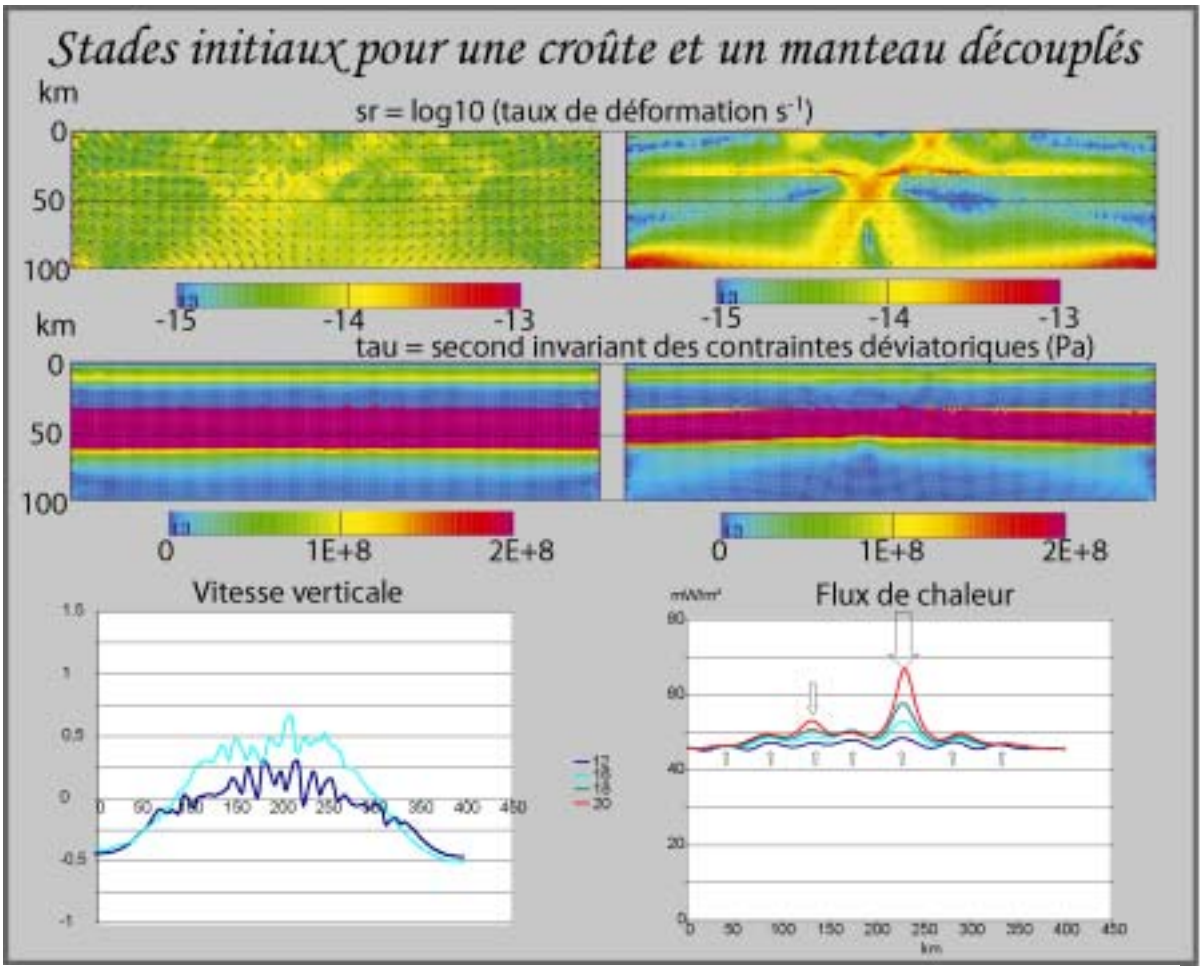


Figure 25

Le taux de déformation et le flux de chaleur indiquent que dans les stades précoces, la déformation n'est pas localisée dans la croûte mais se distribue sur une multitude de petits graben de 25 à 30 km de large qui correspondent à la longueur d'onde du boudinage de la croûte quartzique.

Lorsque l'intensité de la flexure du manteau augmente (cf. « tau »), les deux grabens les plus proches du point d'inflexion de la lithosphère mantellique sont favorisés. Le taux de déformation indique que la déformation se localise dans la croûte inférieure sous l'un des grabens. Cette localisation se marque aussi dans le flux de chaleur. Une fois la déformation localisée en surface, l'activité des autres grabens se trouve ralentie.

Il est notable que la croûte n'agit pas sur les structures mantelliques.

Lorsque le rayon de courbure de la flexure diminue (Figure 25), les deux des grabens initiaux placés au niveau des points d'inflexion de la flexure lithosphérique sont sélectionnés et la déformation se localise en surface et dans la croûte ductile. Les bandes de cisaillement s'enracinent à plat sur le Moho et restent symétriques. La déformation se localise aussi dans le manteau lithosphérique résistant à la faveur de larges bandes de cisaillement symétriques.

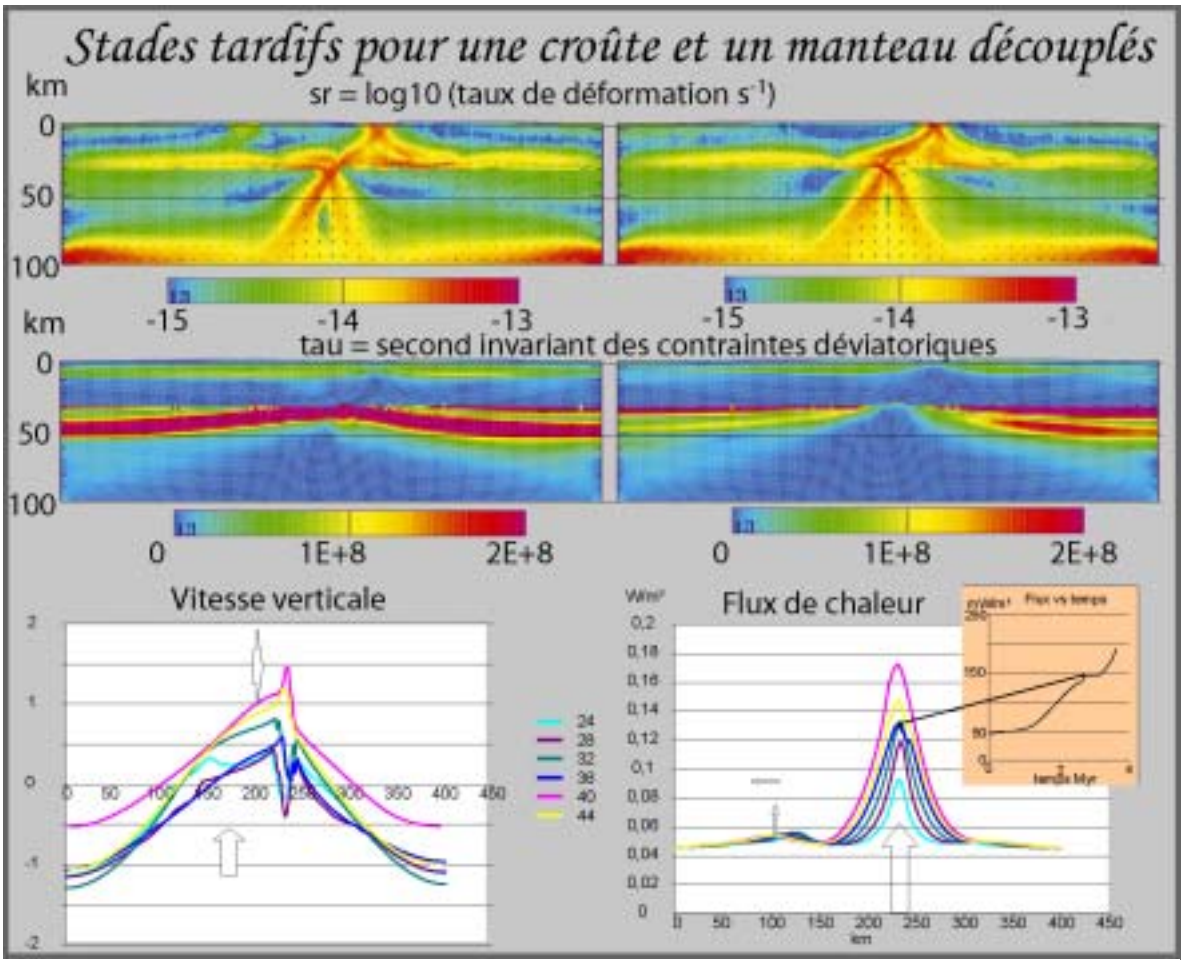


Figure 26

Les vitesses verticales indiquent que le bombement lié à la remontée de matière chaude dans le manteau est nettement décalé du rift en surface. La déformation en surface est maintenant localisée sur un unique rift qui fonctionne symétriquement jusqu'à ce que la lithosphère ait perdue toute résistance. La déformation devient alors asymétrique en surface sous l'effet de l'anomalie thermique chaude du manteau. Le flux de chaleur augmente durant la localisation des structures dans la croûte jusqu'à atteindre un régime stationnaire à environ 140mW/m². Lors du break up, un deuxième événement advectif réchauffe le bassin.

La flexure et la localisation de la déformation dans le manteau continuent à augmenter avec le temps. Dans la croûte seul un des grabens fonctionne encore symétriquement (Figure 26 à gauche), mais le profil de surrection est déjà globalement asymétrique à cause du décalage spatial marqué entre l'extension dans le manteau et l'extension dans la croûte. Le flux de chaleur en surface atteints un régime stationnaire entre 140 et 150 mW/m² au niveau du graben. Ce régime stationnaire se déstabilise au moment où la lithosphère mantellique perd toute sa résistance. L'*upwelling* de matière chaude provenant du manteau atteint alors la base de la croûte (Figure 26 à droite). La déformation devient alors complètement asymétrique en surface car la température augmente au niveau de la bande de

cisaillement de gauche. Le flux de chaleur augmente jusqu'au *break-up* (non représenté ici) où ils atteint un nouvel état stationnaire à 250mW/m².

B _ Cas d'une croûte peu résistante dont la partie inférieure possède un fort couplage avec le manteau (structure de lithosphère I)

Cette structure initiale correspond à la structure II dans laquelle une couche de diabase résistante remplace le quartz en base de croûte. Cette couche de diabase peut correspondre géologiquement à un niveau de sous plaquage volcanique ancien.

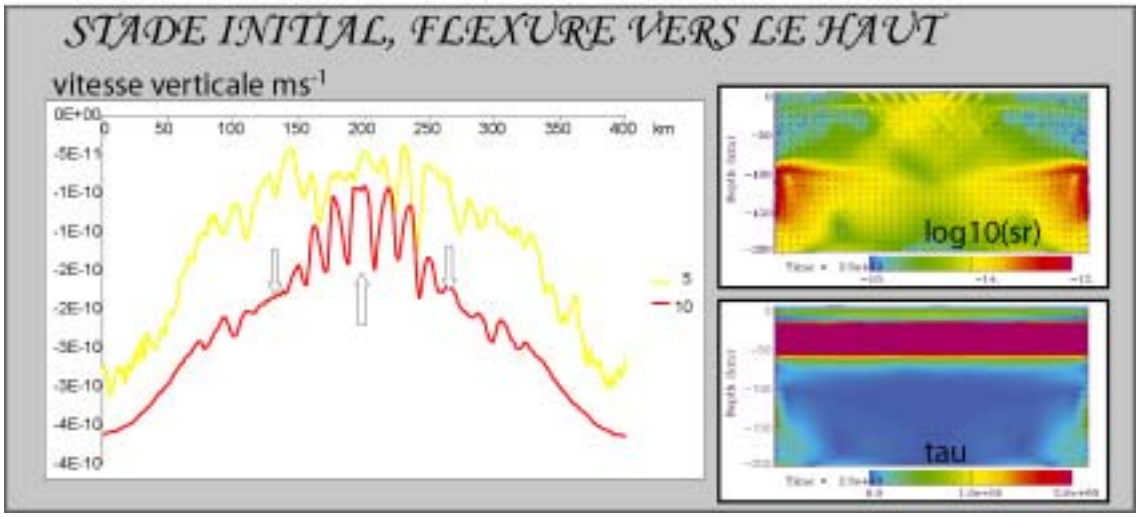


Figure 27

Dès les premiers stades du rifting un bombement vers le haut s'opère (vitesse verticale à gauche) et les premières failles apparaissent dans la croûte supérieure sous l'effet de la flexure (taux de déformation en haut à droite). Rapidement, deux grabens adjacents de 80-100km de large chacun se forment, causant la surrection du bloc central. Les blocs s'enracinent sur un décollement situé à la base de la couche de quartz. La largeur totale de la zone de faille a l'échelle d'une structure lithophérique.

En présence de cette couche de diabase, l'épaisseur élastique équivalente initiale de la lithosphère est plus importante et le couplage mécanique entre la croûte et le manteau augmente. La flexure initiale se traduit très rapidement par la formation de deux grabens adjacents dans la croûte. Comme dans le modèle précédent les deux grabens se forment au niveau des points d'inflexion de la flexure lithosphérique favorisant la surrection du bloc central. La déformation ne se localise pas encore complètement mais une longueur caractéristique de 80 km se dégage (Figure 27). Cette longueur d'onde préfigure le stade décrit en Figure 28 où la flexure ayant fortement augmenté (en bas à gauche), on discerne clairement que la diabase est en état de rupture plastique. Une fois la déformation localisée au niveau du Moho, le profile de vitesse verticale s'inverse pour former un large graben central (100 km) dont les bordures sont découpées par deux petit grabens (20 km de large, cf. taux de déformation ; Figure 28). En surface, le flux de chaleur augmente sous les petits grabens latéraux mais dans le graben central, il reste très faible. On remarque déjà qu'à l'échelle de la croûte, la déformation devient asymétrique car le graben de droite accumule plus de déformation que le graben de gauche. Il est difficile de discerner si l'asymétrie provient de la couche de diabase ou de l'activité des grabens supra-crustaux. En effet, le graben de droite est plus actif que le graben de gauche produisant, en quelque sorte, une « érosion tectonique » de l'épaule droite du grand graben et favorisant l'asymétrie

à grande échelle. Mais l'asymétrie pourrait aussi provenir intrinsèquement du comportement cassant de la couche de diabase.

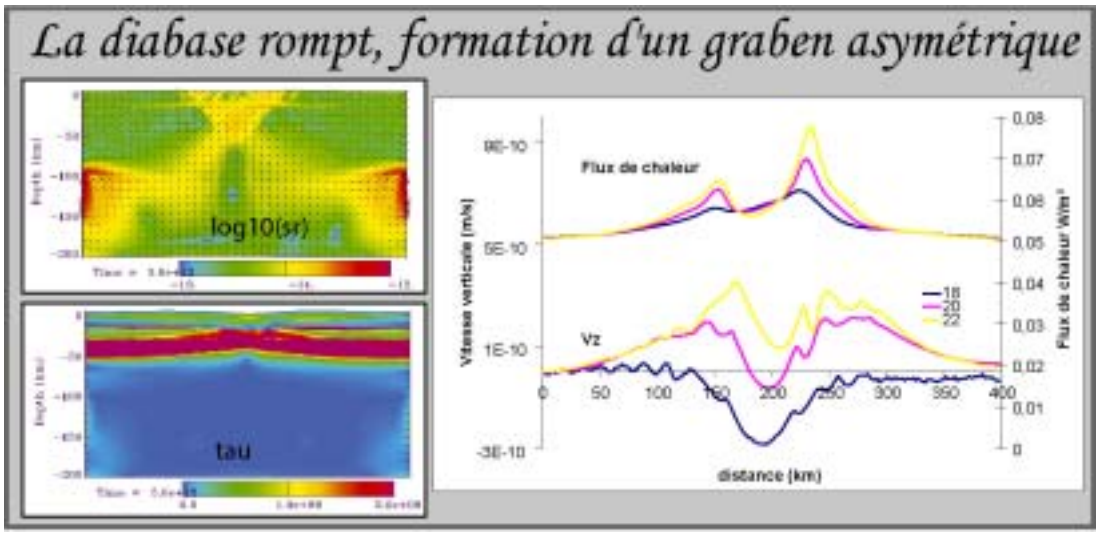


Figure 28

Le second invariant des contraintes déviatoriques (tau) indique clairement que la couche de diabase est en état de rupture sous l'effet de la flexure. Le taux de déformation et le flux de chaleur en surface indiquent que les failles qui s'initient dans la diabase vont se brancher sur grabens en surface que le graben de droite est plus actif. Les profiles de vitesses verticales en surface indique clairement une asymétrisation progressive des structures.

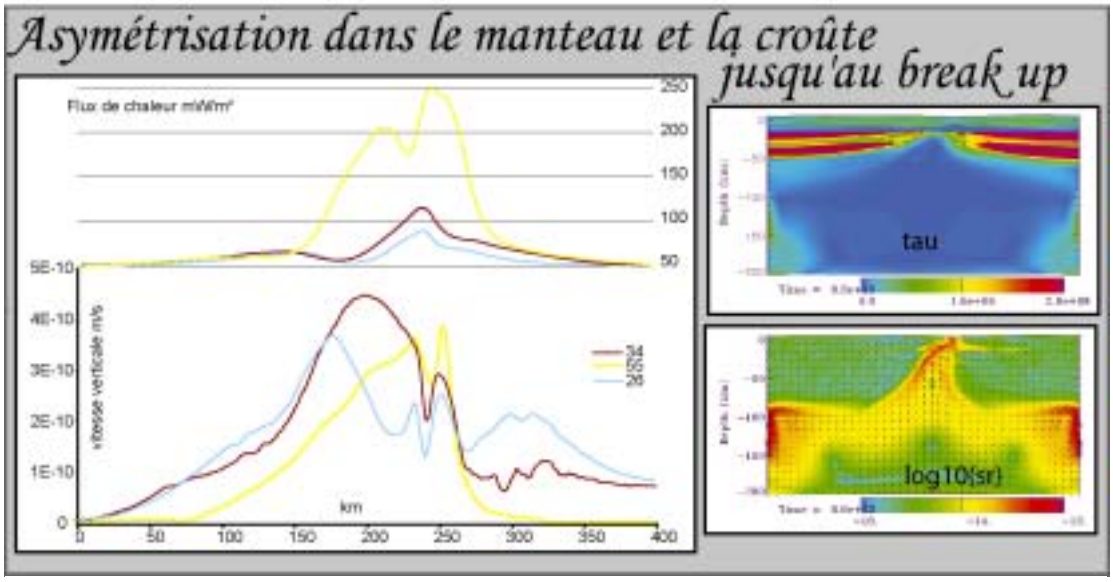


Figure 29

*Le flux de chaleur indique qu'au pas 50, le stade break up est atteint (250 mW = flux d'une dorsale océanique). Tau et SR indiquent que l'asymétrie des structures initiées lors de la rupture de la diabase est conservée jusqu'au break up de la lithosphère. Tau indique clairement qu'avant le break up la résistance rémanente de la lithosphère est située dans la croûte inférieure et non plus dans le manteau. Ce qui signifie que le manteau est beaucoup plus chaud qu'au stade II (*Figure 28*).*

Quoi qu'il en soit, le graben de droite étant plus actif, il permet de faire remonter rapidement de la matière chaude dans le niveau de découplage crustal. Ce graben devient alors suffisamment actif pour accommoder toute l'extension dans la croûte supérieure.
Pendant ce temps, la flexure dans le manteau inférieure a fait remonté sous la lithosphère mantellique de la matière chaude qui l'érode progressivement par sa base. Au fur et à mesure de cette remonté la que la diabase devient le niveau résistant de la lithosphère, et comme elle se déforme de manière asymétrique, la déformation devient asymétrique à l'échelle de la lithosphère (Figure 29).

C _ Cas d'une croûte stratifiée extrêmement résistante (structure de lithosphère III)

Cette structure est très résistante et ne possède à l'état initial aucun niveau de découplage, les failles traversent la croûte et la partie très supérieure du manteau comme s'il s'agissait d'un milieu homogène (Figure 30 en haut à droite). Au départ, beaucoup de failles sont actives et leur espacement est faible (10-20 km). Lorsque la flexure augmente, les petites longueurs d'ondes disparaissent au profit de deux failles majeures. Contrairement au cas précédent, les épaules du grand graben formé ne s'écroulent pas, et le style de déformation obtenu devient caractéristique du mode « *narrow rift* » décrit par [Buck, 1991]. Cependant, en terme de géométrie des premiers dépôts syn-rifts, le modèle ici présent prévoit plutôt la formation de petits bassins hydrodynamiquement isolés par les « nez » de blocs (Figure 30 à gauche) et non d'un bassin unique.

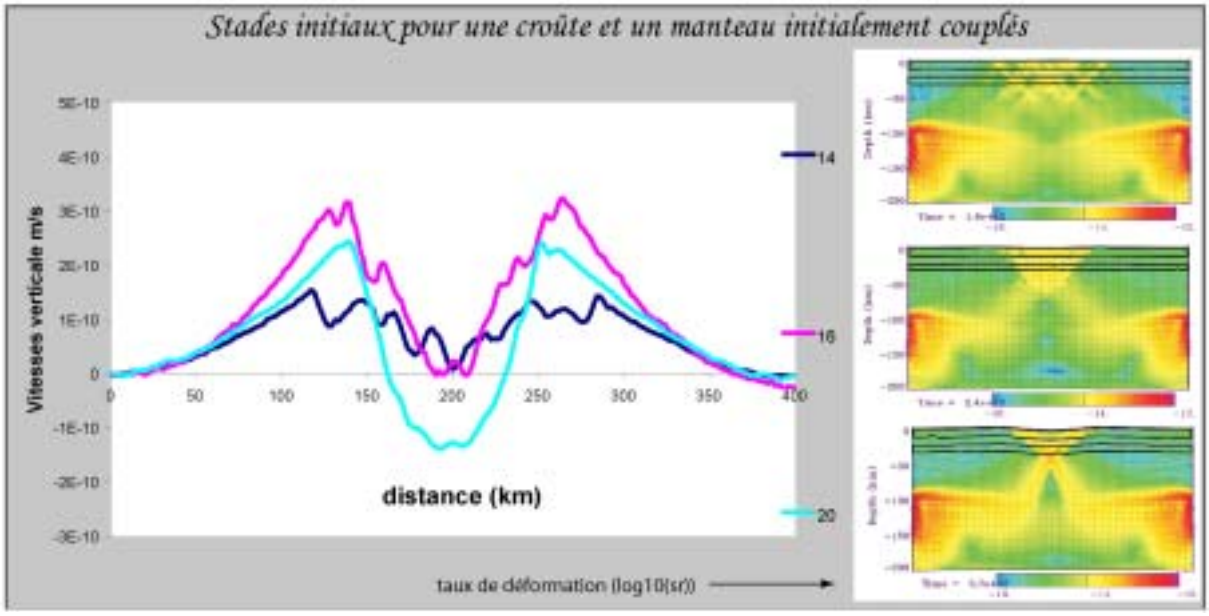


Figure 30
Formation d'une large zone de subsidence symétrique. La déformation se localise au cours du temps sur deux failles majeures s'enracinant à la limite diabase/olivine. Plus la flexure augmente et plus les petites longueurs d'ondes disparaissent au profit des deux failles majeures qui accommodent toute la flexure de la lithosphère.

A la fin de cet épisode de flexure vers le haut de la lithosphère, la déformation est complètement localisée et s'enracine au niveau du Moho (Figure 30 en bas à droite) en créant une déflection importante bordée de deux failles.
Dans ce modèle, comme dans les modèles précédents, la lithosphère mantellique s'amincie par le bas. La déformation dans la lithosphère est très localisées le long de bandes de cisaillement ductile qui permettent de faire remonter quasi verticalement du matériel chaud en provenance de l'asthénosphère. Au fur et à mesure de leur ascension, le noyau élastique se réduit et la flexure augmente.

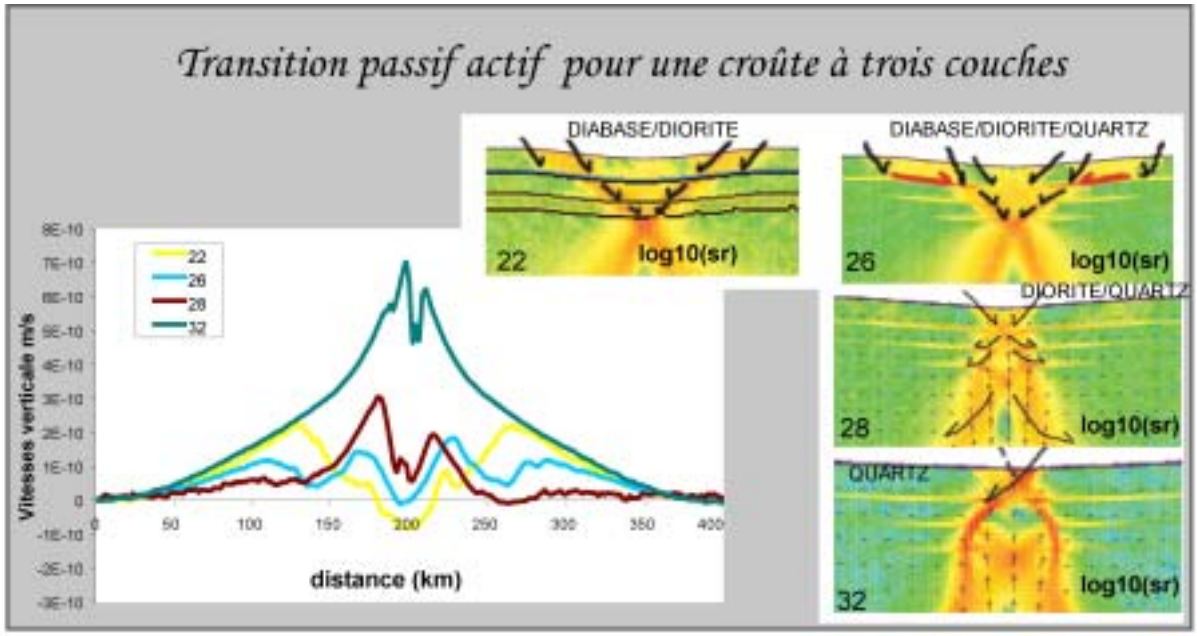


Figure 31

La flexure augmente jusqu'au stade 28 où toutes les couches de la croûte se découplent. La résistance de la lithosphère se réduit catastrophiquement. Elle cède à la remontée de matière chaude du manteau c'est le début du break up.

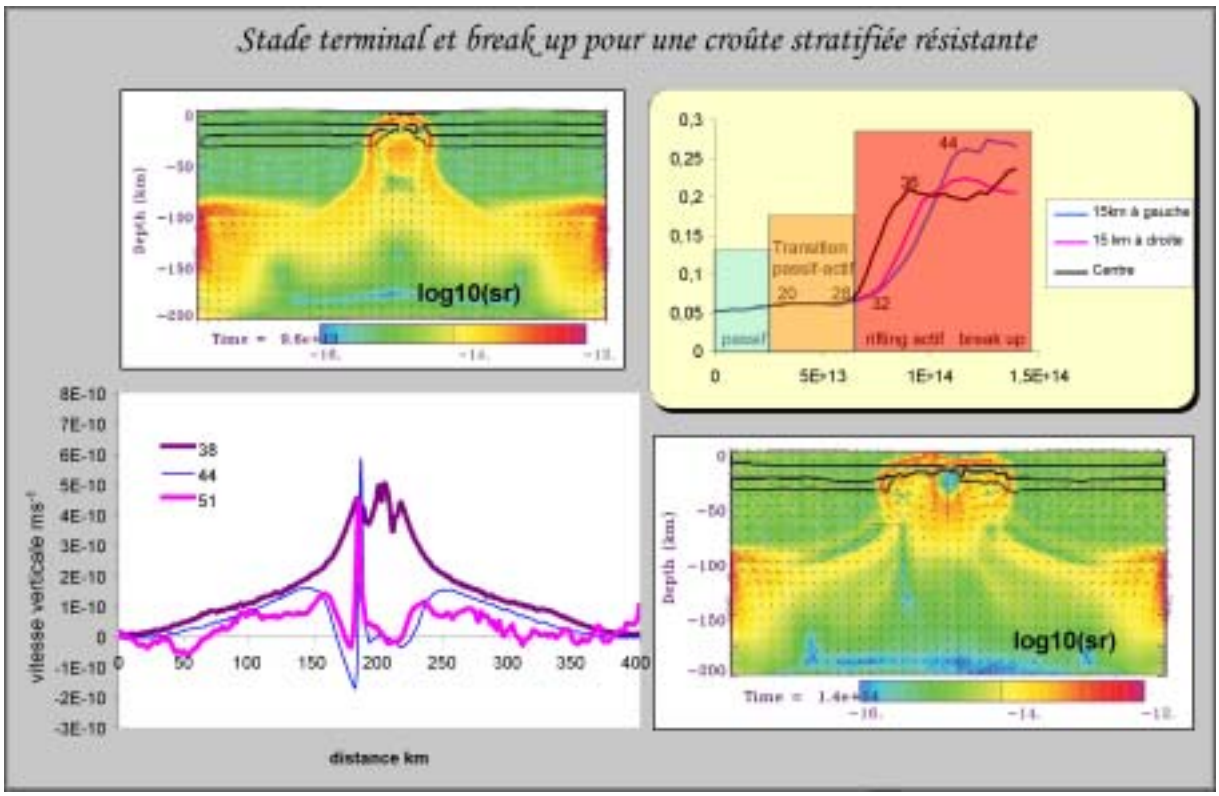


Figure 32

Le flux de chaleur augmente très rapidement sous l'effet de l'instabilité asthénosphérique. La lithosphère a perdu toute résistance. Un système convectif s'installe en base de croûte. Le bassin froid et profond créé au centre du modèle durant les stades précoces de la déformation devient instable dans cette lithosphère chaude et peu résistante et impose la formation de marges asymétriques

Au stade 28 (Figure 31), la flexure devient tellement importante que les couches de la croûte se désolidarisent mécaniquement. Ce phénomène induit une réduction instantanée de la résistance de la croûte et la disparition rapide de la déflection flexurale (stade 32, Figure 31).
Le flux de chaleur, resté relativement bas jusqu'alors (moins de 70mW/m²), se met alors à augmenter très rapidement jusqu'au *breakup* qui ne s'opère pas au centre de l'ancien bassin mais à gauche de l'immense masse de sédiments froids et instables, accumulés rapidement durant la phase de déflection flexurale.

4 _ Interprétations

Dans les expériences qui précèdent, le géotherme stationnaire froid imposé dans les conditions initiales procure au manteau lithosphérique une résistance importante. Cette résistance élastique de la base de la lithosphère impose dans tous les calculs une flexure lithosphérique à grande longueur d'onde. Dès que la flexure augmente suffisamment pour localiser la déformation dans le manteau, les contraintes cisaillantes sont si importantes que la déformation se localise aux cotes 150 et 250 dans la croûte même pour un fort découplage entre la croûte et le manteau.
Ces cotes correspondent au maximum de contrainte cisaillante dans le noyau élasto-plastique de la lithosphère. Dans cette optique, le couplage entre le manteau et la croûte, c'est-à-dire l'épaisseur et la profondeur du niveau de découplage dans la croûte, est le seul paramètre de cette étude.

Figure 33

La résistance importante du noyau élasto-plastique de la lithosphère permet de transférer à toute la lithosphère la marque de la flexure à grande longueur d'onde même si il existe un niveau de découplage important.

Cependant, une fois que la déformation est localisée, la lithosphère perd peu à peu toute résistance flexurale. Pourtant, le soulèvement continue car le moteur a changé : ce sont maintenant les instabilités

convectives à petites échelles mises en place au niveau de l'amincissement lithosphérique qui, sous l'effet de l'isostasie, contribuent maintenant à la surrection de la surface.
Ce changement de « moteur » correspond clairement à la transition d'un régime passif vers un régime actif. Il est intéressant de remarquer que dans tout les modèles, l'épisode de rifting commence par une phase de bombement qui n'est lié en aucune manière à la présence d'une anomalie thermique dans le manteau.

A _ Effet d'une croûte inférieure effectivement élasto-plastique

La présence d'un niveau élasto-plastique à la base de la croûte favorise la formation de bandes de cisaillement plastique (fragile) dans le manteau en diminuant le moment flexural nécessaire pour atteindre la rupture du noyau élasto-plastique de la lithosphère tout en permettant de générer des contraintes déviatoriques suffisamment importantes pour transmettre la rupture au manteau.

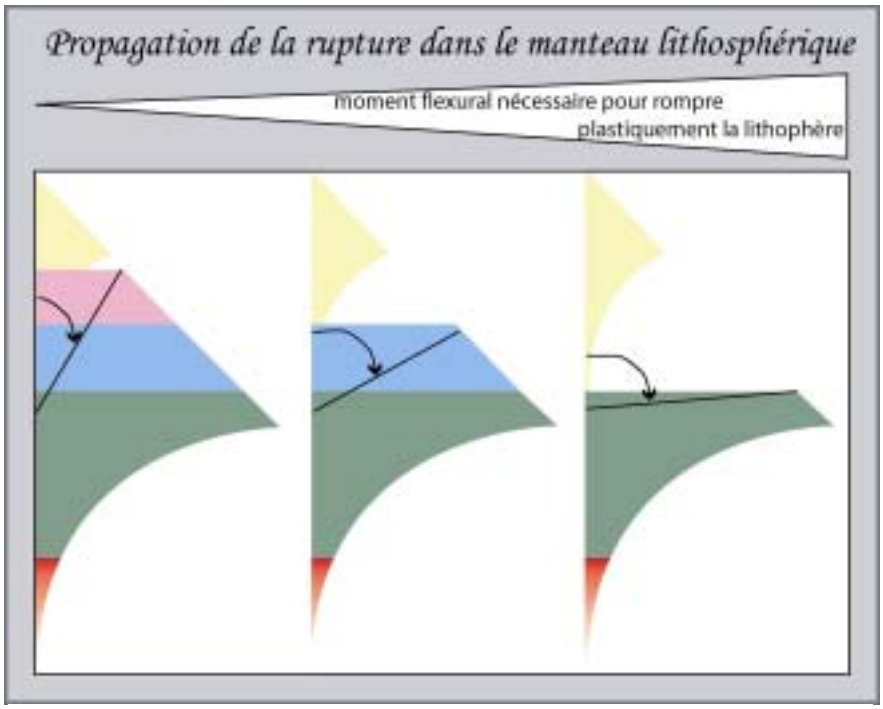


Figure 34

Plus le manteau lithophérique est découplé de la croûte et plus le moment flexural nécessaire pour localiser la déformation plastiquement dans le manteau est important.
Par conséquent, la présence d'une couche élasto-plastique à la base de la croûte favorise la localisation de la déformation dans le manteau

B _ Effet de la présence d'un canal ductile sous la croûte supérieure

Dès les stades précoces du rifting, la présence d'un canal ductile sous la croûte supérieure permet de former en surface des grabens très localisés d'une largeur de 15-30 km. Ce canal produit un décalage

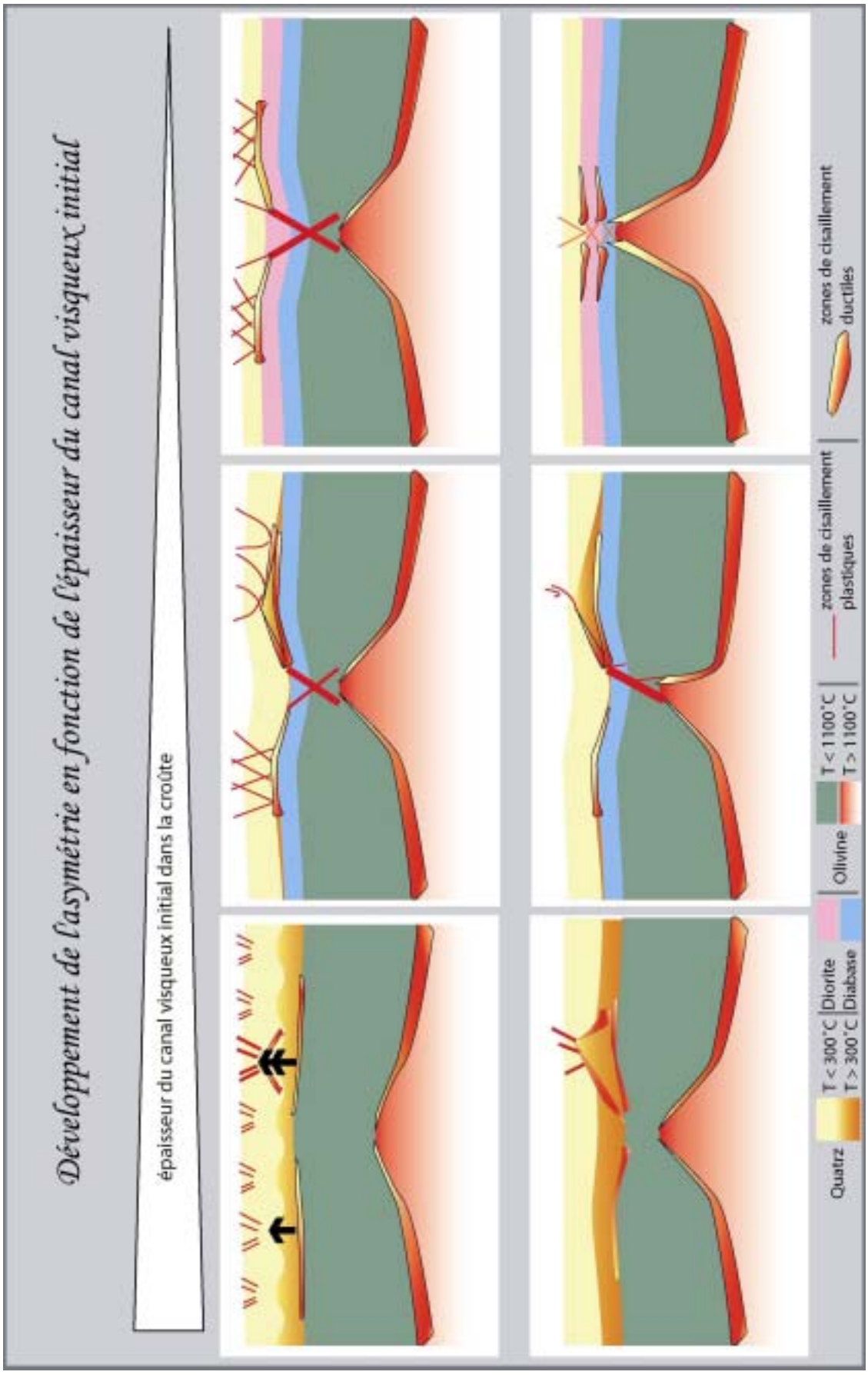

Développement de l'asymétrie en fonction de l'épaisseur du canal visqueux initial
épaisseur du canal visqueux initial dans la croûte
Quartz
T < 300°C
T > 300°C
Diorite
Diabase
Olivine
T < 1100°C
T > 1100°C
zones de cisaillement plastiques
zones de cisaillement ductiles

Figure 35

entre la striction en base de lithosphère et la zone de faille dans la croûte. Ce type de structure existe au niveau de la marge ibérique.

Dans les stades initiaux du rifting, le couplage entre le noyau élastique de la lithosphère et les processus de surface est plus ou moins important selon l'épaisseur du niveau ductile (Figure 35).

Figure 35

Canal épais (> à l'épaisseur élastique de la croûte supérieure) :

La croûte supérieure se déforme d'abord selon sa longueur d'onde propre par boudinage formant une structure de type « wide rift », mais, les deux rifts placés au niveau des épaules de la lithosphère mantélique sont vite favorisés et la déformation commence à se localiser dans la croûte inférieure (ductile). Comme la croûte inférieure possède un comportement non linéaire et thermo dépendant, dès que la déformation se localise sur l'un des rifts, l'autre est abandonné. La déformation, est symétrique dans le manteau et dans la croûte mais les structures sont décalées de 50 à 60 km. Lorsque la résistance de la lithosphère mantélique disparaît, le rift crustal devient asymétrique sous l'effet de l'adoucissement thermique exercé par l'anomalie thermique mantellique à la base de la bande de cisaillement infra-crustale à pendage vers le centre du modèle.

Canal fin (< à l'épaisseur élastique de la croûte supérieure) :

La croûte supérieure n'est pas suffisamment découplée du manteau pour développer une longueur d'onde propre et ne subie donc pas de boudinage initial. Deux rifts supra-crustaux se mettent en place à l'aplomb des épaules de la zone d'extension d'échelle lithosphérique. La présence de ces rifts fait diminuer la charge exercée sur le footwall *des failles lithosphérique au fur et à mesure qu'elles jouent, induisant une rétro-action positive sur la faille lithosphérique correspondante et favorisant la localisation de la déformation dans le manteau*

Si le canal est suffisamment épais pour permettre des flux de matière verticaux, le couplage thermomécanique peut introduire un second effet non linéaire à l'échelle de la croûte qui va permettre à l'un des rifts supra-crustaux de localiser plus rapidement la déformation.
Dans ce cas, le couplage non linéaire avec les bandes de cisaillement mantellique va rapidment amplifier l'asymétrie des structures (cas II)

Si le canal n'est pas suffisamment épais pour permettre à ce second effet non-linéaire d'exister, la déformation reste symétrique durant tout le rifting. L'érosion tectonique favorisant seulement la localisation de la déformation et la remontée rapide de matière chaude en provenance de l'asthénosphère.

Dans les cas où la déformation à grande longueur d'onde domine les processus de surface, la présence d'un canal même très fin induit la mise en place de petits grabens dans la croûte supérieure. Ces

grabens déchargent le *footwall* des failles lithosphériques et favorisent donc la localisation de la déformation dans le manteau à l'image des processus d'érosion (Figure 36).

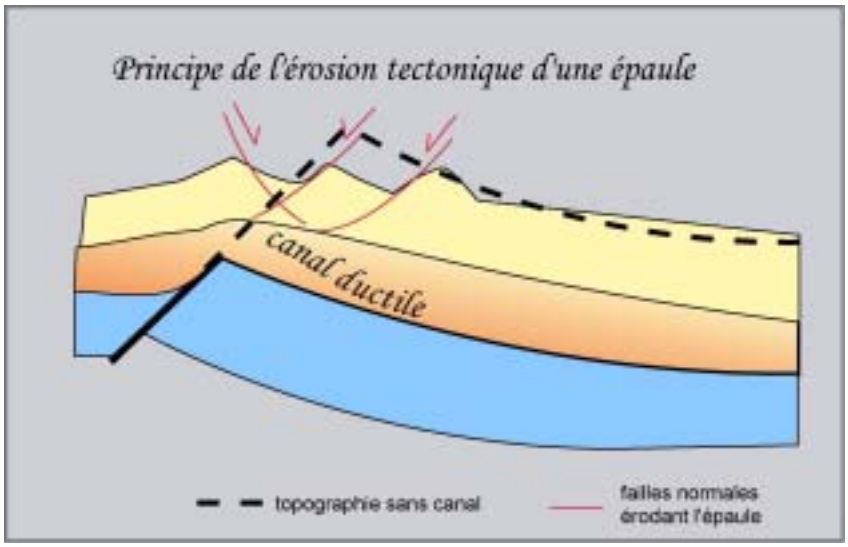


Figure 36

La présence d'un canal ductile, à la base de la croûte supérieure:

- *Amortit la propagation des grandes failles lithosphériques vers la surface*
- *permet à des grabens de petite taille de se développer au niveau des épaules des failles lithosphériques*
- *favorise la localisation de la déformation dans le manteau en déchargeant préférentiellement le footwall des bandes de cisaillement lithosphériques.*

Si le canal est suffisamment épais pour que des rajustements isostatiques rapides soient possibles à l'échelle de la croûte supérieure, des gradients thermiques latéraux se mettent en place dans le canal. Ils vont produire deux phénomènes :

- une réduction locale de la résistance de la croûte supérieure
- la localisation de la déformation sous la forme de bande de cisaillement ductile

Ce dernier phénomène est non-linéaire (rhéologie non newtonienne). Il mène à l'asymétrisation des modèles à l'échelle de la lithosphère en localisant la déformation sur un rift unique et décentré par rapport à l'amincissement lithosphérique. En particulier, le découplage partiel des couches rhéologiques peut générer la déformation instable à plusieurs longueurs d'onde. L'interférence entre ces longueurs d'onde induit une asymétrie de déformation.

Dans le cas d'un canal très épais, les structures extensives lithosphériques et crustales sont décalées mais restent symétriques tant que le manteau est résistant car :

- La croûte est si faible qu'elle ne peut pas maintenir une topographie suffisante pour créer un différentiel de pression latéral sur le manteau.
- Les contraintes déviatoriques crées par les bandes de cisaillement crustales au niveau du Moho sont très faibles et ne sont pas suffisantes pour déformer le manteau
- Il n'y pas d'interférences entre les instabilités dans les couches rhéologiques

Ce n'est qu'au moment, où le manteau perd toute résistance, que la déformation devient asymétrique dans la croûte.

Par contre, si le rift localisant la déformation dans la croûte supérieure est originalement une structure de dénudation tectonique, l'asymétrie de la déformation dans la croûte supérieure se transmet rapidement à toute la lithosphère sous l'effet du différentiel topographique.

En conclusion :

La présence d'un niveau de découplage même très faible à la base de la croûte supérieure permet de mettre en place des bassins de 20-30 km de large et entraîne un décalage systématique de 50 à 60 km entre les bassins en surface et la zone de striction lithosphérique.

Dans le cas d'une croûte supérieure quartzique (i.e. très découplée), l'espacement des bassins correspond à la longueur d'onde propre de la partie résistante du quartz jusqu'à ce que la flexure de la lithosphère mantellique soit assez importante pour que la déformation s'y localise.
Les deux zones de rift situées au niveau des points d'inflexion de la flexure de la lithosphère mantellique sont alors privilégiées mais, à l'échelle de la lithosphère, la croûte se déforme toujours en cisaillement pur.

Lorsque le couplage est plus important, les longueurs d'onde propres n'ont pas le temps de croître et ces bassins n'apparaissent qu'au sommet des bandes de cisaillement lithosphériques. Ils agissent alors comme processus d'érosion tectonique du *footwall* des failles et accélèrent alors la déformation sur les bandes de cisaillement qu'ils chapeautent.

Lorsque le niveau de découplage entre la croûte supérieure et le reste de la lithosphère est assez important pour permettre des rééquilibrages isostatiques locaux, l'un des deux rifts supra-crustaux devient inactif.

Le décalage entre les structures extensives lithosphériques et crustales impose alors une asymétrie de la déformation à l'échelle de la lithosphère dans les modèles. Si la croûte inférieure est résistante, cette asymétrie se transmet rapidement au manteau en déséquilibrant les processus de dénudation tectonique des épaules du rift lithosphérique. Si la croûte inférieure est ductile, l'intensité des contraintes déviatoriques transmises au Moho par les structures crustales est si faible que la déformation du manteau reste symétrique.

CHAPITRE V
Description du code FEM thermomécanique couplé 2/3D

Le code éléments finis présenté dans cette partie a été entièrement développé durant la dernière année de cette thèse. Je remercie Yuri Podladchikov et le PGP (Physics of Geological Processes, Oslo univ.) de m'avoir donner les moyens financiers et l'environnement de travail nécessaire à la compréhension rapide de cette technique numérique. Ce code est encore en développement mais une application préliminaire sera présentée dans la seconde partie du manuscrit. Hormis, Yuri et ses conseils parfois désopilants, les cours très clairs de l'université de Boulder [Felipa, 2001] ainsi que deux ouvrages de références [Zienkiewicz, 1977] et [Fletcher, 1991] ont été utilisés ainsi que d'autres ressources disponibles sur le Web. Puisque cette technique est très générale, la description de la méthode est introduite ici en se focalisant sur les aspects pratiques du développement d'un code géodynamique en utilisant la méthode des éléments finis.

1 _ Généralités et description du code FEM

A _ La méthode FEM

a) Pourquoi ?

- Les éléments finis permettent contrairement aux différences finies classiques de diminuer l'ordre de la dérivation en utilisant la formulation gaussienne pour intégrer la fonction différentielle partielle (PDE) sur la maille[2] (*weak formulation)*. Cela permet de réduire :
  - les problèmes de diffusion numérique
  - les instabilités numériques

- Comme cette méthode est implicite par essence et utilise l'approximation statique de l'équation d'équilibre des forces (60). Il est possible de réduire le nombre de pas de temps sans utiliser de terme inertiel artificiel (i.e. pas de problème de *damping*)

- Le système d'équations est écrit pour une élément maître (orthonormé) puis transformé dans les coordonnées de l'élément réel grâce à l'opérateur Jacobien correspondant à la transformation. Cette technique vectorielle permet :
  - de remplir très facilement le système d'équations global correspondant à la PDE que l'on veut résoudre même pour un maillage déformé grâce à l'utilisation de matrices élémentaires ce qui à l'avantage de laisser à l'utilisateur une grande liberté au niveau de la géométrie des mailles et des frontières du modèle.
  - de réduire considérablement la quantité de programmation en comparaison avec la méthode des différences finies pour des calculs implicites
  - d'imposer facilement des conditions aux limites en flux (pour la diffusion), ou des conditions de surface libre (pour l'équation de Poisson)

b) Comment?

Ecrire un code en éléments finis c'est :

1 Formuler le système d'équations décrivant le problème physique et choisir les variables principales du problème
2 Discrétiser les variables sur un élément à l'aide des fonctions d'interpolation (fonctions de forme ou de base) choisies pour donner aux inconnues les propriétés de continuité qui correspondent à la nature du problème.
3 Projeter l'équation à résoudre sur la base des fonctions de forme de l'élément et l'écrire discrètement pour chaque nœud de l'élément (formuler un système d'équation local (*local stiffness matrix*)

[2] *Les méthodes mixtes comme FLAC utilisent également cette méthode*

4 Assembler les systèmes d'équations formulées pour chaque élément pour composer le système d'équations global (*global stiffness matrix*) caractérisant tous les degrés de liberté *ndoftot* du modèle (Figure 37).
5 Résoudre numériquement le système d'équations global à l'aide d'un algorithme d'inversion matricielle (en utilisant, par exemple un des multiples *solvers* standards disponibles dans les librairies mathématiques) sans oublier d'extraire les valeurs physiques qui nous intéressent (e.g. : les contraintes) des calculs intermédiaires.

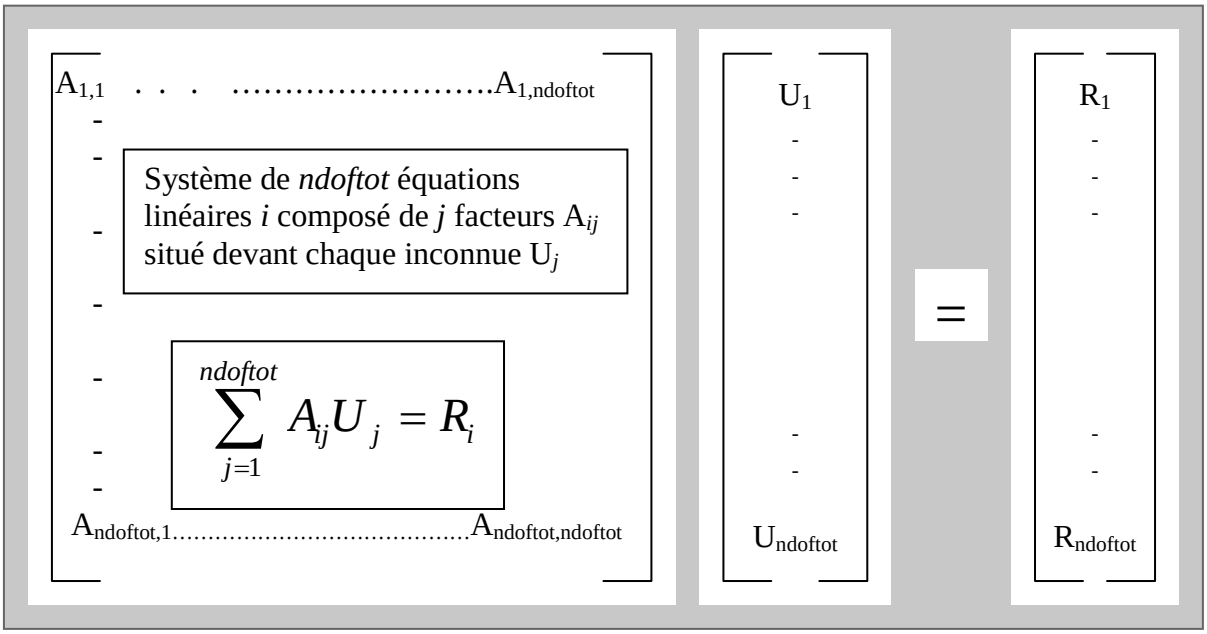


Figure 37
Écriture de la matrice globale correspondant au système d'équation du modèle

B _ Equations résolues et notation

Le code FEM résout dans une formulation intégrale (« weak form ») la seconde loi de la dynamique newtonienne dans sa version quasi-statique

$$\int_{Vol} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i = 0 \tag{61}$$

Dans le schéma numérique interne les variables principales la vitesse ***V*** et la pression P qui sont reliées aux contraintes grâce aux équations constitutives (62)

$$\begin{cases} \bar{\sigma} = -P + \mu_{bulk}\bar{e} & \text{(a)} \\ \tau_{ij} = 2\eta e_{ij} + \theta\tau_{ij}^{old} \text{ où } \begin{cases} \eta = G\Delta t\theta \\ \theta = \left(1 + \dfrac{G\Delta t}{\mu_{shear}}\right)^{-1} \end{cases} & \text{(b)} \end{cases} \tag{62}$$

Où $\bar{\sigma}$ et τ_{ij} sont respectivement la partie isotrope et la partie déviatorique du tenseur des contraintes σ_{ij} (63).

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} + \delta_{ij}\bar{\sigma} \tag{63}$$

$\bar{e}$ est le taux de déformation volumique(64) (ou taux de dilatation)

$$\bar{e} = \frac{divV}{3} \tag{64}$$

e est le taux de cisaillement qui correspond à la partie déviatorique (65) du tenseur taux de déformation $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ (66)

$$e_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij} - \delta_{ij}\bar{e} \tag{65}$$

Ce tenseur est définit comme la partie symétrique du tenseur gradient de vitesse $\mathbf{grad}(\mathbf{V})$. La partie asymétrique du tenseur (67) est la vorticité **w** .

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \mathrm{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathrm{V}_j}{\partial x_i}\right) \tag{66}$$

$$\text{et } w_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \mathrm{V}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \mathrm{V}_j}{\partial x_i}\right) \tag{67}$$

L'écriture des relations constitutives (62) sous entend que l'incrément de pression s'écrive

$$\dot{P} = -3K\ \bar{e} \tag{68}$$

Ces équations mécaniques sont couplées avec l'équation de transport de chaleur ou l'advection est traitée dans son expression eulérienne.

$$0 = \underbrace{\kappa\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)}_{F_I(x,y,z)} + \underbrace{V_x\frac{\partial T}{\partial x} + V_y\frac{\partial T}{\partial y} + V_z\frac{\partial T}{\partial z}}_{F_{II}(x,y,z,Vx,Vy,Vz)} + \overbrace{\frac{Q^{prod}}{cp}}^{F_p(x,y,z)} - \underbrace{\frac{\partial T}{\partial t}}_{F_t(x,y,z,t)} \tag{69}$$

Où T est la température (troisième variable principale), F_I est la partie stationnaire de l'équation de la chaleur, F_{II} correspond au terme advectif, F_p correspond à un terme source, et F_t est le terme non-stationaire. Q^{prod}, κ et cp sont respectivement la production de chaleur interne, la diffusivité thermique et la capacité thermique.

En numérique, il est plus pratique, et plus économique, de traiter le tenseur des contraintes et celui des taux de déformation sous la forme d'un vecteur à six composantes en utilisant les propriétés de symétrie de ces tenseurs et la transformation qui suit :

$$\begin{cases} 1,1 \Rightarrow 1\ ;\ 2,2 \Rightarrow 2\ ;\ 3,3 \Rightarrow 3; \\ 1,2 \text{ et } 2,1 \Rightarrow 4 \\ 1,3 \text{ et } 3,1 \Rightarrow 5 \\ 2,3 \text{ et } 3,2 \Rightarrow 6 \end{cases} \tag{70}$$

Dans l'équation, les contraintes peuvent être substituées par le produit de la matrice rhéologique et du vecteur taux de déformation.

CONTRAINTES	=	RHEOLOGIE	×	TAUX DE DEFORMATION
(1,6)		(6,6)		(6,1)

a) Discrétisation par éléments finis

Les propriétés des fonctions d'interpolation et les méthodes d'intégration numériques utilisées ici sont très classiques. Leur démonstration mathématique se trouve dans tous les ouvrages standards d'analyse numérique. Cette partie se limite à une brève introduction de la méthode et des notations utilisées.

a-i) Fonctions de forme

Les fonctions d'interpolation doivent permettre de cartographier l'élément de manière bijective et avoir la propriété de former une base de fonctions orthonormées (i.e. indépendantes) sur laquelle il est possible de projeter les équations différentielles caractérisant le problème physique. Pour des raisons pratiques, elles sont généralement exprimées dans un élément « maître » qui correspond à un repère orthonormé (sauf pour les éléments triangulaires où les coordonnées barycentriques sont plus appropriées cf. marqueurs passifs de flac/paravoz). Les valeurs numériques de ces fonctions d'interpolation dans l'élément réel sont obtenues grâce à l'inverse du Jacobien de la transformation réel → maître. Le code présenté ici utilise des éléments classiques isoparamétriques pour lesquels le nombre de nœuds par élément *_nnpe_* est égal au nombre de fonctions de forme *_nshape_* permettant de décrire l'élément.

Dans le code développé durant cette thèse, chaque fonction de forme H_{jshape} (interpolation, base, *shape* etc..) d'un élément est numérotée par rapport au système de numérotation local (*cf connectivité locale des noeuds*) des $nnode$ nœuds de l'élément de manière à avoir :

$$\begin{aligned} H^{x}_{jshape}(x_{inode}) &= 1 \text{ ssi } inode = jshape \\ H^{x}_{jshape}(x_{inode}) &= 0 \text{ ssi } inode \neq jshape \end{aligned} \tag{71}$$

Où $inode$ et $jshape$ correspondent respectivement à un numéro de nœud particulier et à un numéro de fonction de forme particulier.

Quelque soit le point $A(x_a, y_a, z_a)$ appartenant à l'élément *iel*, les fonctions de forme de *iel* ont la propriété suivante :

$$\sum_{jshape=1}^{nshape} H_{jshape}(x_a, y_a, z_a) = 1 \tag{72}$$

Et réciproquement:

$$x^a = \sum_{jshape=1}^{nshape} x_{jshape} H^{x}_{jshape}(x^a) \tag{73}$$

De plus, comme ces fonctions sont orthogonales entre elles, il est simple de calculer les fonctions d'interpolation dans plusieurs directions de l'espace à partir de fonctions unidimensionnelles,

$$H(x_a, y_a, z_a) = H^{x}(x_a) H^{y}(y_a) H^{z}(z_a) \tag{74}$$

d'en prendre les dérivées partielles,

$$\left.\frac{\partial H(x,y,z)}{\partial x}\right|_{x_a, y_a, z_a} = \left.\frac{H^{x}(x)}{\partial x}\right|_{x_a} H^{y}(y_a) H^{z}(z_a) \tag{75}$$

ou l'intégrale

$$\int_{Vol} H_{jshape}\, dVol = \int_{Vol} \sum_{jshape=1}^{nshape} H_{jshape}(x_{ip}, y_{ip}, z_{ip})\, dVol \tag{76}$$

Pour des fonctions de forme simples et des mailles non déformées, il est parfois (souvent) possible de calculer les intégrales et les dérivées des fonctions de forme analytiquement (cette procédure peut être simplifiée en utilisant un logiciel de dérivation analytique comme Mapple® ou Mathematica®). Lorsque le maillage se complique, il faut les calculer numériquement en utilisant la méthode classique des résidus pondérés.

$$\int_{Vol} H_{jshape}\, dVol = \sum_{ip=1}^{nip} w_{ip} Vol_{iel} \sum_{jshape=1}^{nshape} H_{jshape}(x_{ip}, y_{ip}, z_{ip}) \tag{77}$$

Où *ip* signifie point d'intégration. Leur nombre *_nip_*, leurs coordonnées et w_{ip}, le poids attribués à chaque point, dépendent de l'ordre du polynôme (*n*) et de la méthode d'intégration numérique utilisée.

Dans le cas du code développé durant cette thèse, les fonctions de formes sont des polynômes de Legendre. Cela permet d'utiliser la méthode de la quadrature de Gauss qui nécessite *n*+1points d'intégration, placés à des points stratégiques de l'élément, pour calculer avec précision l'intégrale d'un polynôme de degré *n*.

a-ii) Eléments maître et transformation géométrique vers/depuis l'élément réel

Lorsque le maillage se déforme au cours du temps, il est préférable de faire les calculs sur un élément de référence qui ne se déforme pas et d'utiliser les propriétés « cartographiques » des éléments finis pour calculer les dérivées des fonctions de formes dans l'élément déformé. L'outils cartographique est l'opérateur matriciel Jacobien **J** de la transformation (en terme simple l'opérateur matriciel permettant de faire un changement de repère linéaire depuis le repère de référence local (ξ, η, χ) (*natural*) vers le repère réel (*x*,*y*,*z*) (*global*).

$$\begin{bmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial \zeta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} & \frac{\partial z}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \eta} \\ \frac{\partial x}{\partial \chi} & \frac{\partial y}{\partial \chi} & \frac{\partial z}{\partial \chi} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} d\zeta \\ d\eta \\ d\chi \end{bmatrix} = \mathbf{J} * \begin{bmatrix} d\zeta \\ d\eta \\ d\chi \end{bmatrix} \tag{78}$$

Durant les calculs il faut toujours vérifier que :

- la transformation est réversible, i.e. : le déterminant de **J** est positif non nul à l'intérieur d'élément

$$\det \mathbf{J} > 0 \tag{79}$$

- transformation fait correspondre les frontières
- la transformation fait correspondre les noeuds

On peut alors utiliser l'inverse de cette matrice jacobienne pour calculer les dérivées spatiales des fonctions de forme H *(x,y,z)* du repère réel à partir des fonction de forme N *(ζ,η,χ)* calculées dans le repère de référence.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H}{\partial x} \\ \frac{\partial H}{\partial y} \\ \frac{\partial H}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \zeta}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \chi}{\partial x} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \chi}{\partial y} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial z} & \frac{\partial \eta}{\partial z} & \frac{\partial \chi}{\partial z} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial N}{\partial \eta} \\ \frac{\partial N}{\partial \chi} \end{bmatrix} = \mathbf{J}^{-1} * \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial N}{\partial \eta} \\ \frac{\partial N}{\partial \chi} \end{bmatrix} \tag{80}$$

Comme le repère de référence ne se déforme pas, les dérivées des fonctions de formes dans l'éléments de référence sont constantes et l'utilisation de l'opérateur matriciel inverse jacobien permet d'accélérer les calculs numériques en pré-calculant toutes les dérivées.

a-iii) Discrétisation d'une PDE

Une fois le type d'élément (forme, nombre de nœud et fonction d'interpolation) établit, il est possible de discrétiser la PDE de notre problème dans chaque élément *iel* du maillage à l'aide des mêmes fonctions de forme (proposition de Galerkin).

$$Var(x,...) = \sum_{js=1}^{nshape} Var_{js} H_{js}(x,...) \tag{81}$$

où $Var(x,...)$ est la variable continue que l'on veut discrétiser, et Var_{js} la valeur de cette variable au nœud *jshape* de l'élément (*iel*).

La variable discrète A_{jshape}, contrairement à *A*, ne dépend plus de *x*. On peut donc écrire :

$$\int_{x_0}^{x_1} Var(\,x,...)\,dx = \int_{x_0}^{x_1} \sum_{js=1}^{nshape} Var_{js}\, H_{js}(\,x,...)\,dx \tag{82}$$

et, comme il est question ici de numérique, réécrire (82) sous la forme discrète :

$$\int_{x_0}^{x_1} Var(x,...)dx = \sum_{ip=1}^{nip} w_{ip}(x_1 - x_0) \sum_{js=1}^{nshape} Var_{js} H_{js}(x = x_{ip},...) \tag{83}$$

De même, il est possible de réécrire la dérivée partielle de $F(x,...)$ par rapport à *x* :

$$\frac{\partial Var(x,...)}{\partial x} = \sum_{js=1}^{nshape} Var_{js} \frac{\partial H_{js}(x,...)}{\partial x} \tag{84}$$

etc …

Pour chaque élément il est donc possible d'écrire un système d'équations discrètes qui doivent être vérifiées à chaque nœud de l'élément. Si *A* est une variable scalaire, le nombre de degrés de liberté par nœud est égal à 1. Pour chaque élément, il faut écrire un système de *nnpe* équations à *nnpe* inconnues. Si la variable *A* est vectorielle, le nombre d'inconnues est multiplié par le nombre de composantes indépendantes (*ndof*) du vecteur $\mathbf{Var}$ pour calculer le nombre de degré de liberté total.

Pour réécrire la PDE (F(A)) en chaque noeud, il est nécessaire de la décomposer sur la base des fonctions de forme en la projetant à l'aide d'un produit scalaire :

$$F\left(Var\left(x=x_{inpe}\right)\right)=\sum_{jshape=1}^{nshape}\left[F\left(Var(x)\right)\cdot H_{jshape}(x)\right]H_{jshape}\left(x=x_{inpe}\right)$$
$$=\left[F\left(Var(x)\right)\cdot H_{inpe}(x)\right]=\int_{x_0}^{x_1}F\left(Var(x)\right)\cdot H_{inpe}(x) \quad (85)$$

C _ Architecture du code

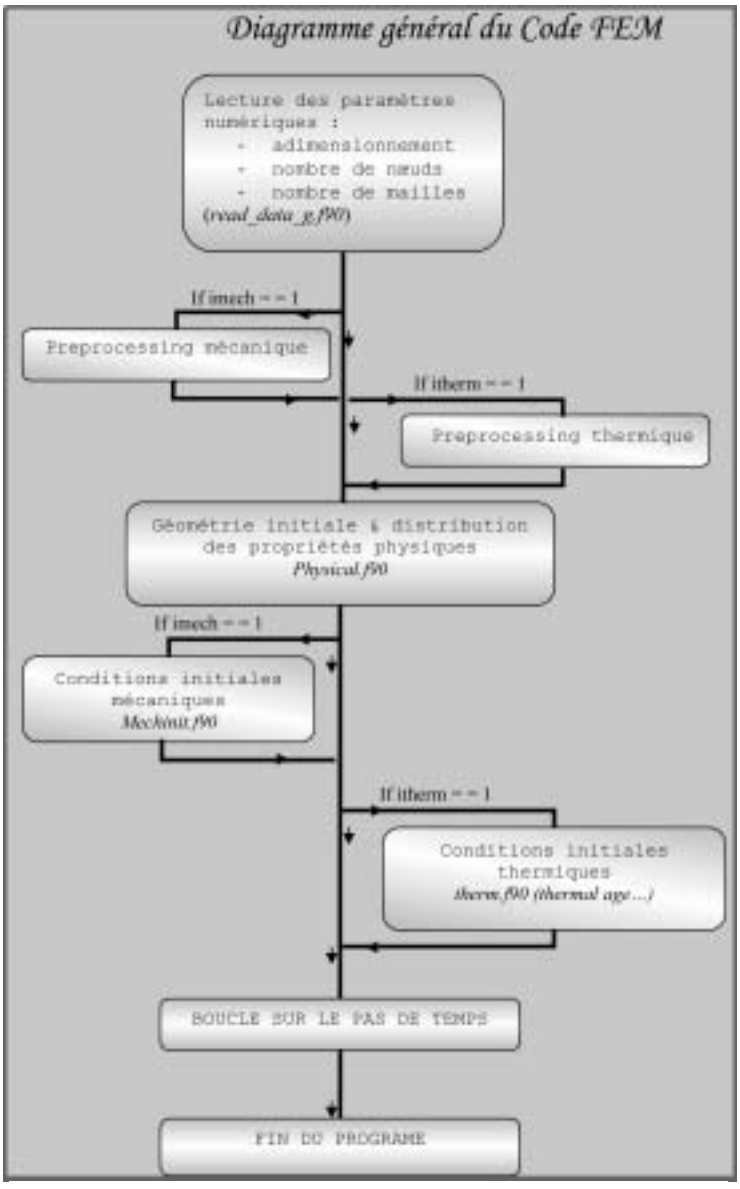


Figure 38
Schéma de l'architecture globale du code éléments finis.

Ce code éléments finis possède une structure standard [Zienkiewicz, 1977] décrite en Figure 38. Après avoir lu les paramètres dans le fichier d'entrée principal, il effectue tout le *pre-processing* mécanique

puis le *pre-processing* thermique avant de distribuer les propriétés physiques à l'intérieure des éléments. Les conditions initiales sont alors imposées soit en calculant un régime stationnaire soit en imposant un état initial fixé par l'utilisateur. Le programme entame alors la série de boucle sur le temps en sauvant l'état du système à chaque pas de temps dans des fichiers binaires non formatés qui peuvent ensuite être utiliser pour le *post-processing* sous matlab© .

a) Connectivité des nœuds et notation

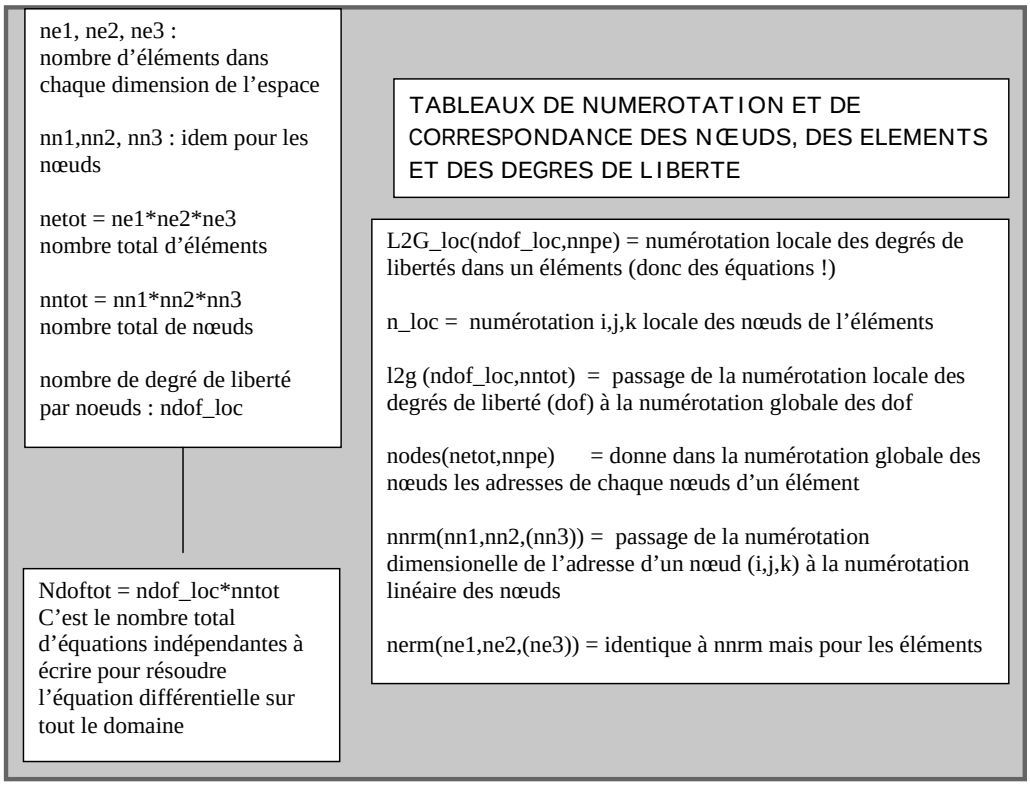


Figure 39
Tableaux et paramètres permettant de gérer la connectivité des nœuds et des éléments

La numérotation des nœuds est une étape importante de la réalisation d'un code éléments finis car c'est d'elle que dépend l'assemblage des matrices élémentaires dans la matrice globale.
Deux aspects doivent être pris en compte lors de la numérotation :

- le passage numérotation globale ⇔ numérotation locale

  Comme les équations sont écrites au niveau de l'élément mais résolues à l'échelle globale, il faut pouvoir relier facilement la numérotation globale des degrés de liberté à la numérotation locale dans l'élément.

- le passage numérotation utilisateur *friendly* ⇔ numérotation optimisée pour la machine

  L'utilisateur, contrairement à la machine, raisonne généralement dans un système de coordonnées multidimensionnelles pour fixer les conditions aux limites, distribuer les propriétés physiques et visualiser les résultats.

Dans ce code, des tableaux de passage sont créés en même temps que le maillage et utilisés pour changer de système de numérotation tout au long des calculs (cf. Figure 39)

b) Pre-processing

Cette phase du code correspond à la lecture des fichiers d'entrée, à la mise en place du maillage et au calcul de tous les coefficients numériques qui restent constants durant un calcul.

b-i) Fichiers d'entrée

Ils sont au nombre de sept:
Gene_data.txt : contient les informations concernant le nombre de dimensions du problème, le pas de temps, l'adimensionnement, le maillage et le type de conditions initiales
Bc_data.txt et Tbc_data.txt : contiennent respectivement les conditions aux limites pour la partie mécanique et la partie thermique
Tbc_data2.txt : contient les conditions aux limites pour calculer le géotherme initial si elles diffèrent des conditions aux limites du problème modélisé
Physical.txt : contient les paramètres rhéologiques (thermiques comme mécaniques) de chacune des phases utilisées dans le modèle, elles sont ensuite stockées en mémoire dans le tableau Phys_prop (nphase, nprop) où nphase est le nombre total de phase et nprop est le nombre de propriétés physiques par phase.
Geom.txt : contient des informations pour répartir les phases dans le maillage en couches horizontales ou verticales. Il existe aussi un module pour importer des géométries plus complexes depuis un fichier bitmap.

b-ii) Les phases du pre-processing

Elles sont représentées sous la forme d'un diagramme en Figure 40
Après la lecture du premier fichier, les dimensions du problème sont connues, il est alors possible d'allouer les tableaux de stockage sans perdre de mémoire.

- Le maillage est établi en commençant par la numérotation locale des nœuds et points d'intégration.
- La numérotation globale des nœuds est établie à partir des dimensions du problème
- Les coordonnées réelles des éléments de la grille initiale sont calculées
- Les dérivées et les valeurs des fonctions de forme au point d'intégration dans l'élément maître sont pré-calculées à partir des équations 1D des fonctions et du nombre de dimension du problème. Elles sont ensuite stockées de manière à utiliser au maximum les fonctions vectorielles intrinsèques du fortran 90.
- L'application des conditions aux limites est préparée en définissant deux tableaux par type de conditions aux limites et par PDE à résoudre. Le premier contient l'indice globale des degrés de liberté affectés par la condition aux limites et le second par la valeur de cette condition aux limites
- Les propriétés physiques de chaque élément sont stockées dans un tableau d'entiers contenant l'indice de la phase de chaque élément à partir des informations fournies par le fichier geom.txt

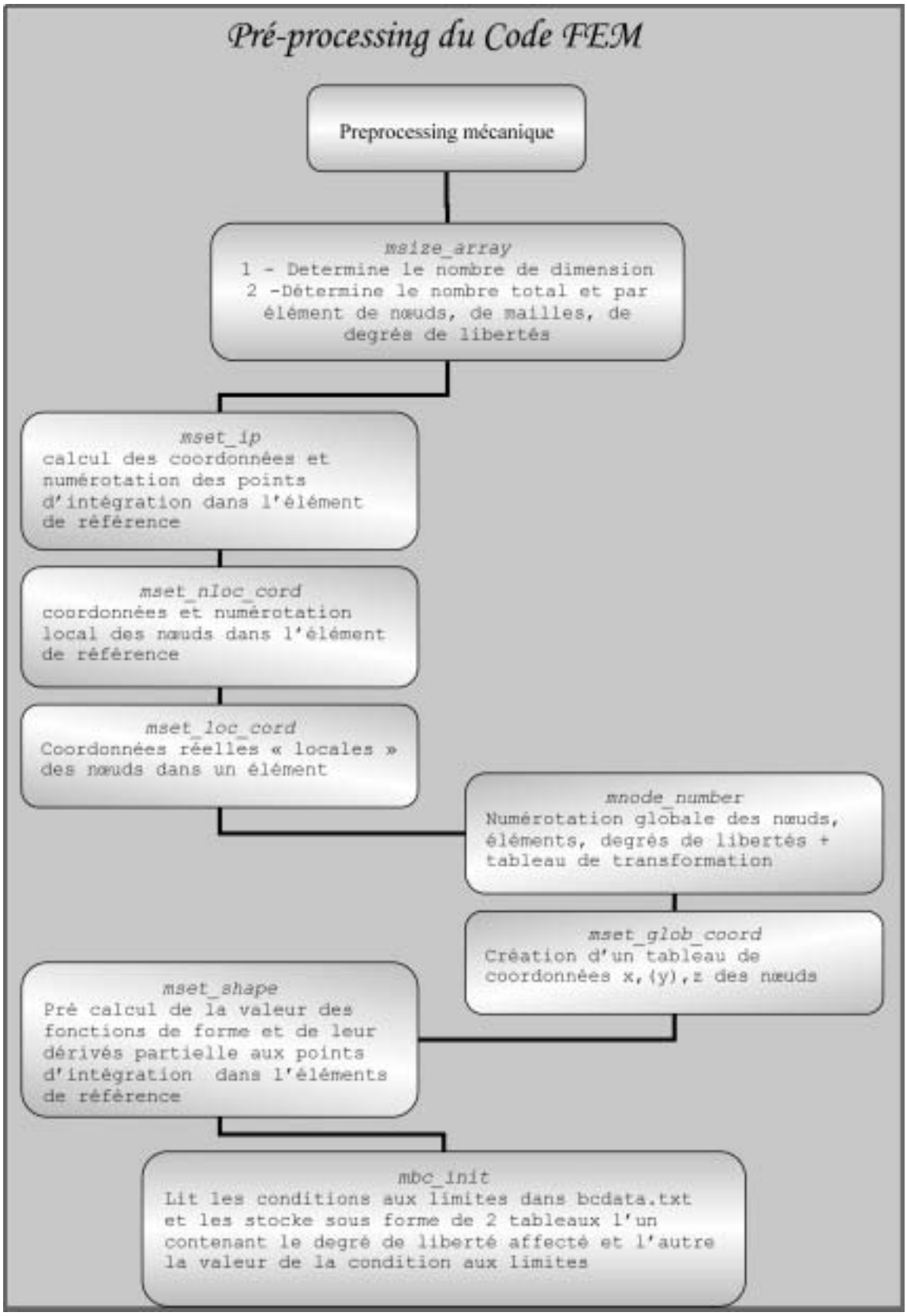


Figure 40

Schéma représentant les fonctions des différents fichiers objets et leur ordre d'appel Durant le preprocessing *du code mécanique, le même schéma est répéter pour la thermique*

c) Boucle sur le temps et couplage thermomécanique

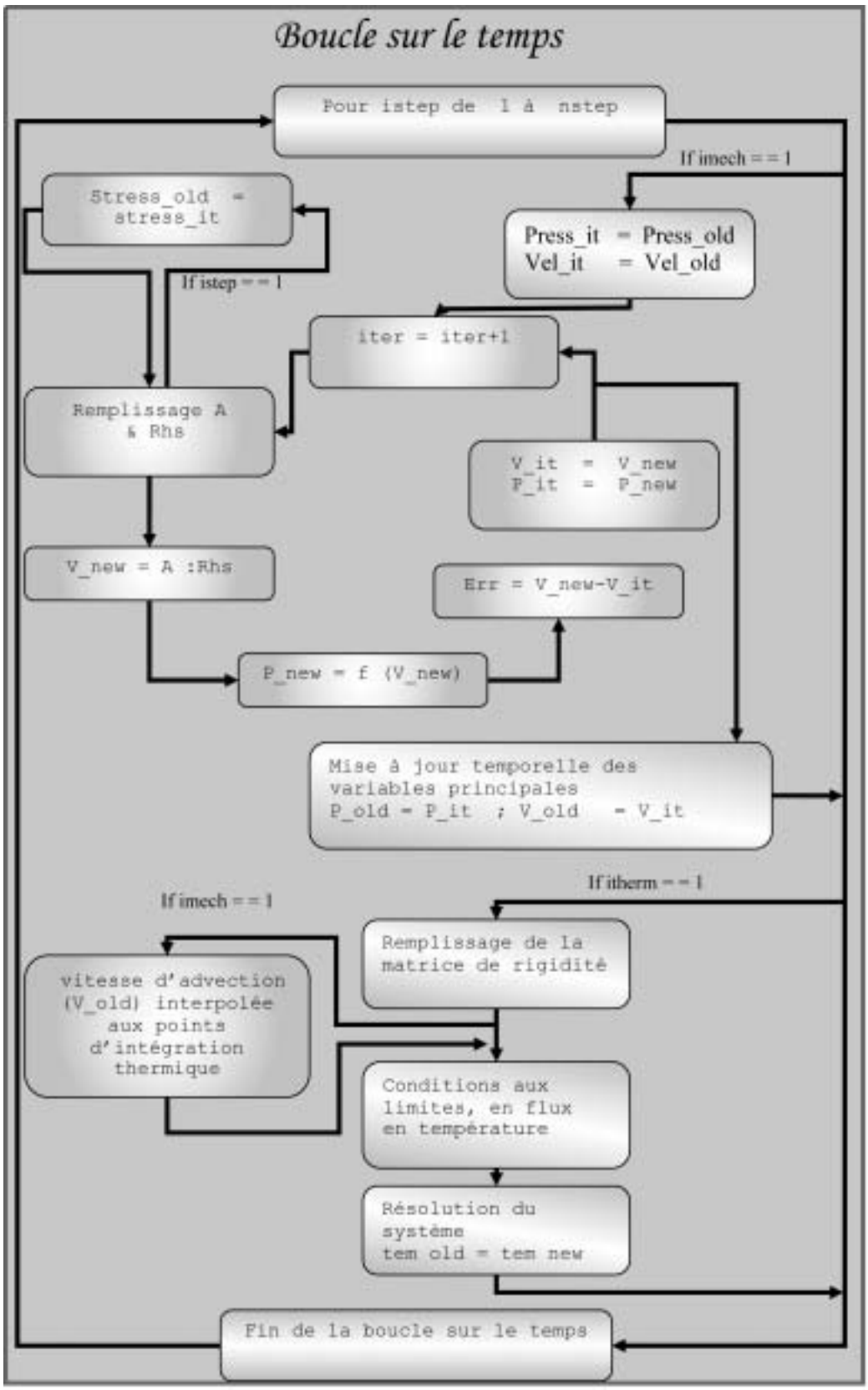


Figure 41

Boucle sur le temps indiquant le couplage thermomécanique dans le code

La boucle sur le temps est séparée en deux parties principales : une boucle mécanique et une boucle thermique. Les deux parties du code sont complètement indépendantes et peuvent être utilisées en 2 et 3D. La boucle sur un pas de temps résout d'abord la partie mécanique puis la partie thermique, le couplage est effectué de manière optionnelle à l'intérieur de chaque boucle de remplissage de la matrice élémentaire. Il ne concerne pour l'instant que les variations de densité en fonction de la température et l'advection thermique. Les contraintes thermiques et le *shear heating* n'ont pas encore été implémentés.

c-i) Partie mécanique

La partie mécanique est résolue numériquement avec le pas de temps choisi par l'utilisateur.

Cette première partie est itérative; au minimum deux itérations sont effectuées à chaque pas de temps pour vérifier la convergence des résultats. Le critère de convergence est basé sur le fait que le champ de vitesse ne doit pas varier entre deux itérations au-delà d'une limite ε_{err} fixée par l'utilisateur. Pour les domaines où la rhéologie de l'élément est effectivement visqueuse ($\theta \leq 10^{-2}$), un deuxième critère de convergence est ajouté : la divergence de la vitesse doit être nulle ($div\ V \leq \varepsilon_{err}$) pour garantir l'incompressibilité de l'écoulement. Ce critère correspond à vérifier que la pression ne change pas entre deux itérations (cf. Algorithme d'Uzawa [Arrow et al., 1958]). Généralement (mis à part les premiers pas de temps) l'algorithme converge en 2 à 3 itérations.

La mise à jour temporelle des contraintes du pas de temps précédent se fait à la première itération.
Si le couplage thermomécanique est enclenché, l'approximation de Boussinesq (86) est utilisée pour faire varier la densité moyenne des mailles ρ_{eff} en fonction de la température T au centre de la maille et de la température de référence à la profondeur moyenne de la maille $T_{ref}(z)$.

$$\rho_{eff} = \rho_0 - \left(\rho_0 \alpha_v \left(T - T_{ref}(z)\right)\right) \tag{86}$$

Dans un code implicite, il n'est pas possible de fixer T_{ref} à la température de surface comme dans un code explicite de type FLAC. Ici, la vitesse calculée en un point dépend non seulement de ces voisines proches mais de toute la distribution de la densité dans le modèle. Pour utiliser l'approximation de Boussinesq, il est donc nécessaire de fixer un géotherme de référence (notion de *potential temperature*) pour ne pas assister à l' « *envol* » de la lithosphère (le modèle est attirer vers le haut).

La température au centre de la maille est calculée en interpolant la température à la position des noeuds mécaniques dans le maillage thermique puis en l'interpolant au centre de la maille à partir des fonctions de forme mécaniques.

c-ii) Partie thermique

Si le couplage thermomécanique est enclenché, le pas de temps de la partie thermique est fixé en fonction de la vitesse d'advection maximum et de la taille des mailles de la thermique pour satisfaire dt <1/2 x (critère de Courant) et $\sum dt = dt_{mech}$.

Les vitesses d'advection sont interpolées de la maille mécanique au point d'intégration de la maille thermique sauf dans le cas d'une surface libre au sommet. Dans ce cas, le couplage thermique est traité de manière lagrangienne uniquement sur la surface affectée et la condition aux limites thermique sur cette surface doit impérativement être fixée en température pour des raisons de consistance.
La vitesse au point d'intégration de la partie thermique est interpolée de la vitesse au nœud d'élément mécanique auquel il appartient.

Dans les deux cas, mécanique comme thermique, l'interpolation et la recherche de l'élément auquel appartient le point où l'on veut interpoler une propriété sont menés de front. Pour savoir si un point appartient à un élément, les valeurs des fonctions d'interpolation au point en question sont calculées pour chaque élément. Si ces valeurs vérifient les propriétés des fonctions de forme (eq. (72) et (73)) alors le point appartient à l'élément et les valeurs des fonctions d'interpolations déjà calculées sont celles des coefficients de l'interpolation..

d) Stratégie pour le remplissage de la matrice globale à partir des matrices élémentaires

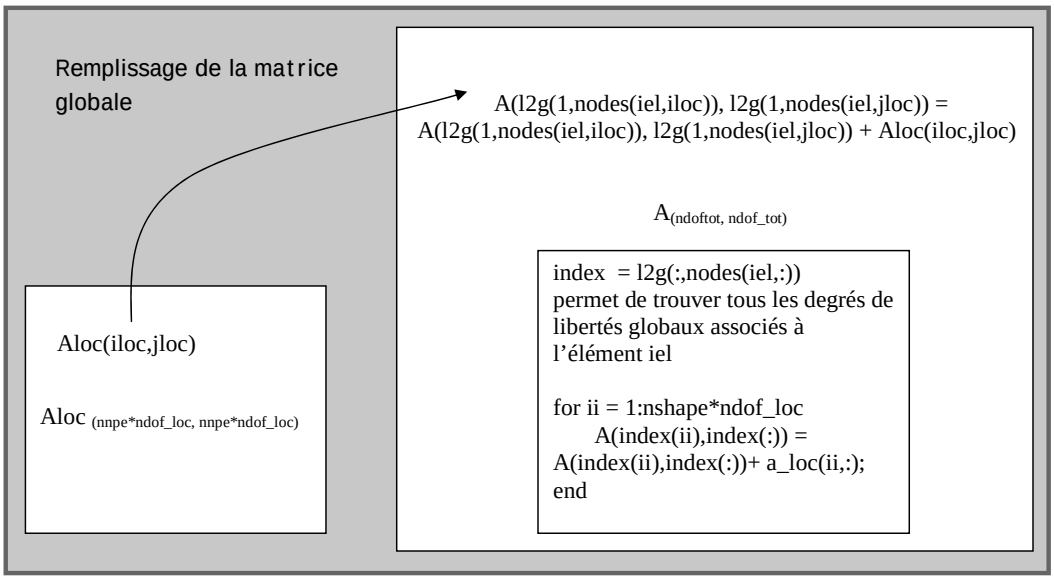


Figure 42
Schéma illustrant l'utilisation des tableaux de passage décrits en Figure 39 *pour remplir la matrice globale*

La matrice d'équation globale est remplie grâce à une boucle sur les éléments du modèle. Pour chaque élément, un système d'équations est écrit sous la forme d'une matrice de coefficients et d'un vecteur correspondant au membre droit.

Les tableaux, définis lors de la numérotation des nœuds, permettent de faire correspondre un degré de liberté global à chaque degré de liberté local. La règle de correspondance correspond au tableau *index* (Figure 42), elle est calculée pour chaque élément.

e) Résolution du système d'équations

Le système d'équations est de type matrice bande. Il est résolu grâce aux subroutines *bandec* et *banbks* [Press et al., 1992] qui permettent de résoudre le système d'équations pour une matrice bande sans recalculer l'inversion de la matrice *A* à chaque itération lorsque seul le membre droit de l'équation

change. L'utilisation de cette solution en 2D est assez rapide et économe en mémoire si on fait varier la dimension la plus petite (ex : *z*) en premier dans la numérotation des noeuds mais en 3D (Figure 43), il faudrait envisager un système de de-*sparsing* (élimination des coefficients zéros de matrice) plus efficace ou trouver une numérotation plus astucieuse des degrés de liberté. Je n'ai pas eu le temps, pour l'instant, de me pencher plus longuement sur ce problème qui limite énormément la résolution des calculs en trois dimensions (maximum de résolution : 9x9x9 sur une machine possédant 3 Go de RAM)

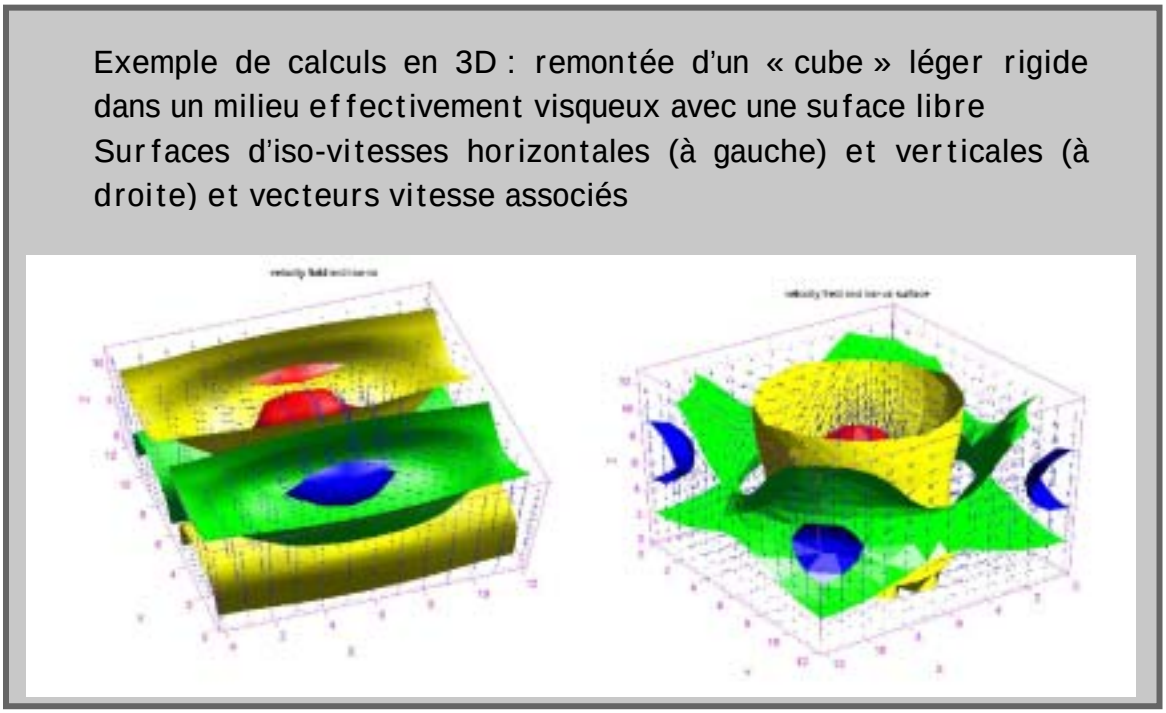


Figure 43

Figure illustrant un calcul 3D avec une résolution 6x6x6, temps de calcul pour un pas : 3 heures

f) Itération convergence, stratégie d'incompressibilité des écoulements visqueux

A chaque pas de temps, la valeur itérative P^{it} de la pression est utilisée pour obtenir l'incrément de contraintes. Elle est égale à P^{old} à la première itération (Figure 41 en haut) Pour assurer l'incompressibilité des écoulement visqueux ($\theta < \varepsilon$) dans le modèle, il faut que :

$$\Delta P^{it} = 0 \tag{87}$$

Pour que les itérations convergent rapidement, il est possible de jouer sur la viscosité volumique μ_{bulk} au lieu de réduire le pas de temps [Pelletier et al., 1989]. Ce processus est assez long au premier pas de temps à cause de la compaction sous l'effet de la gravité mais dès que le modèle est stabilisé deux à trois itérations suffisent.

2 _ Résolution de l'équation de la chaleur dans l'élément maître

A _ Choix de l'élément et signification physique

Les éléments utilisés pour résoudre la partie thermique du problème sont des cubes /quadrilatères tri/bilinéaires de coordonnées comprise entre 0 et 1 ayant pour fonction de forme 1D

$$\begin{cases} N_1^{\zeta}(\zeta) = \dfrac{\zeta - \zeta_2}{\zeta_1 - \zeta_2} = 1 - \zeta \\ N_2^{\zeta}(\zeta) = \dfrac{\zeta - \zeta_1}{\zeta_2 - \zeta_1} = \zeta \end{cases} \tag{88}$$

Cela signifie que le flux thermique est constant à l'intérieur d'un élément et qu'il peut donc y avoir des problèmes pour les forts gradients thermiques si le maillage n'est pas assez fin.

Contrairement à la notation éléments finis classique, où les éléments maîtres ont des coordonnées comprises entre -1 et 1, les éléments que nous utilisons ont des coordonnées comprises entre 0 et 1. Cela implique de corriger les valeurs habituelles [Felipa, 2001] en conséquence. Pour intégrer ces fonctions de formes, les coordonnées des points d'intégration et les poids d'intégration correspondant dans l'élément maître sont en 1D :

$$\begin{aligned} x^{ip=1} &= \frac{-\sqrt{3}+3}{6} \Rightarrow w_1 = 0.5 \\ x^{ip=2} &= \frac{\sqrt{3}+3}{6} \quad \Rightarrow w_2 = 0.5 \end{aligned} \tag{89}$$

Dans les calculs suivants, on notera:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}^a &\equiv \left(x^a, y^a, z^a\right) \\ \boldsymbol{\zeta}^a &\equiv \left(\zeta^a, \eta^a, \chi^a\right) \\ H_{inpe}^{ip} &\equiv H_{inpe}\left(\mathbf{x} = \mathbf{x}^{ip}\right) = N_{inpe}\left(\boldsymbol{\zeta} = \boldsymbol{\zeta}^{ip}\right) \\ \mathbf{J}^{ip} &\equiv \mathbf{J}\big|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^{ip}} \\ W_{ip} &\equiv w_{ip} \det \mathbf{J}^{ip} \\ H_{inpe}^{ip}, x &\equiv \left.\frac{\partial H_{inpe}}{\partial x}\right|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^{ip}} = \left(\mathbf{J}^{ip}\right)^{-1} \left.\frac{\partial N_{inpe}}{\partial \zeta}\right|_{\boldsymbol{\zeta}=\boldsymbol{\zeta}^{ip}} \end{aligned} \tag{90}$$

Où $\mathbf{x}^a$ et $\boldsymbol{\zeta}^a$ sont les vecteurs coordonnées du point A dans le système de coordonnées de l'élément réel et de l'élément de référence respectivement. H_{inpe}^{a} est la valeur normée de la fonction d'interpolation *inpe* dans l'élément réel au point *ip*. $\mathbf{J}^{ip}$ est le Jacobien de la déformation calculé à partir de la valeur numérique des dérivées des fonctions de forme de l'élément de référence au point *ip*. W_{ip} est le

coefficient d'intégration dans la maille réelle. H^{a}_{inpe},x indique que l'on prend la dérivée partielle de la fonction H_{inpe} par rapport à *x* au point A.

B _ Discrétisation de l'équation de la chaleur sur l'élément

Pour pouvoir résoudre l'équation (69), une première discrétisation est opérée sur le temps en remplaçant la dérivée partielle temporelle sur la température T par son équivalent en différences finies (91) où l'exposant *old* signifie qu'il s'agit de la température au pas précédent et où Δt est l'incrément de temps entre deux pas de calcul.

$$\frac{\partial T}{\partial t} \Rightarrow \frac{T - T^{old}}{\Delta t} \tag{91}$$

Puis chaque partie de l'équation différentielle (69) est décomposée implicitement sur les fonctions de forme à chaque nœud *inpe* de l'élément en utilisant (85).

Pour F_I , on obtient *nnpe* partie d'équations $E^{I}_{inpe} \equiv F_I\left(\mathbf{x} = \mathbf{x}^{inpe}\right)$

$$E^{I}_{inpe} \Leftrightarrow \int_{Vol} F_I(\mathbf{x}) H_{inpe}(\mathbf{x})\, dVol \tag{92}$$

Le champs continu de température T est alors remplacé par *nshape* valeur discrète T_{js} de la température au nœud de l'élément (81).

$$E^{I}_{inpe} \Rightarrow \kappa \int_{Vol} \sum_{js=1}^{nshape} T_{js} \left(\frac{\partial^2 H_{js}(\mathbf{x})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_{js}(\mathbf{x})}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_{js}(\mathbf{x})}{\partial z^2} \right) H_{inpe}(\mathbf{x}) dVol \tag{93}$$

Pour réduire le degré de dérivation, il est possible d'intégrer par partie et l'on obtient alors en négligeant la primitive qui s'annule lors de l'assemblage des matrices élémentaires et en intégrant numériquement :

$$E^{I}_{inpe} \Leftrightarrow -\kappa \sum_{js=1}^{nshape} T_{js} \sum_{ip=1}^{nip} W_{ip} \left(H^{ip}_{js}, x \cdot H^{ip}_{inpe}, x + H^{ip}_{js}, y \cdot H^{ip}_{inpe}, y + H^{ip}_{js}, z \cdot H^{ip}_{inpe}, z \right) \tag{93}*$$

On peut en faire de même pour F_{II}, où l'on obtient :

$$E^{II}_{inpe} \Leftrightarrow \kappa \sum_{js=1}^{nshape} T_{js} \sum_{ip=1}^{nip} W_{ip} \left(V^{x}_{ip} H^{ip}_{js}, x + V^{y}_{ip} H^{ip}_{js}, y + V^{z}_{ip} H^{ip}_{js}, z \right) H^{ip}_{inpe} \tag{94}$$

ainsi que pour F_p,:

$$E^{prod}_{inpe} \Leftrightarrow \frac{Q^{prod}}{c} \sum_{ip=1}^{nip} W_{ip} H^{ip}_{inpe} \tag{95}$$

et enfin, pour la partie non stationnaire F_t :

$$E^{t}_{inpe} \Leftrightarrow \sum_{ip=1}^{nip} \frac{W_{ip}}{\Delta t} \sum_{js=1}^{nshape} \left(T_{js} - T^{old}_{js} \right) H^{ip}_{js} H^{ip}_{inpe} \tag{96}$$

En réunissant les expressions(93), (94), (95) et (96), on obtient l'équation E_{inpe}

$$E_{inpe} \Rightarrow E^{I}_{inpe} + E^{II}_{inpe} + E^{P}_{inpe} + E^{t}_{inpe} = 0 \tag{97}$$

On peut alors écrire le système des équations E_{inpe} dans l'élément iel sous forme matricielle en compactant au préalable l'écriture des coordonnées spatiales comme suit :

$$x \equiv x_1 ; y \equiv x_2 ; z \equiv x_3$$

$$A_{ij}T_j = Rhs_i$$

$$A_{ij} = \sum_{ip=1}^{nip} W_{ip} \left(\frac{H_i^{ip} H_j^{ip}}{\Delta t} \sum_{idir=1}^{\text{ndim}} \left(V_{x_{idir}}^{ip} H_i^{ip} - H_i^{ip}, x_{idir} \right) H_j^{ip}, x_{idir} \right) \tag{98}$$

$$Rhs_i = \sum_{ip=1}^{nip} W_{ip} \, \mathrm{H}_i^{ip} \left(\frac{\sum_{js=1}^{nshape} T_{js}^{old} H_{js}^{ip}}{\Delta t} - \frac{Q^{prod}}{c} \right)$$

C _ Benchmarks

Trois tests ont été conduits. Les deux premiers concernent la partie stationnaire de l'équation de la chaleur et le dernier permet de tester la partie non-stationnaire. Ces trois bancs d'essais correspondent exactement aux paramètres et aux conditions utilisées par IES (Integrated Exploration System) pour tester leur code thermique [Kauerauf, 2002]. Ces benchmarks ont été choisis car les solutions analytiques présentées étaient non triviales et permettaient à la fois de tester les conditions aux limites en flux et les fortes discontinuités de conductivité thermique dans le modèle.

a) Etat stationnaire pour une discontinuité de flux de chaleur à la base du modèle

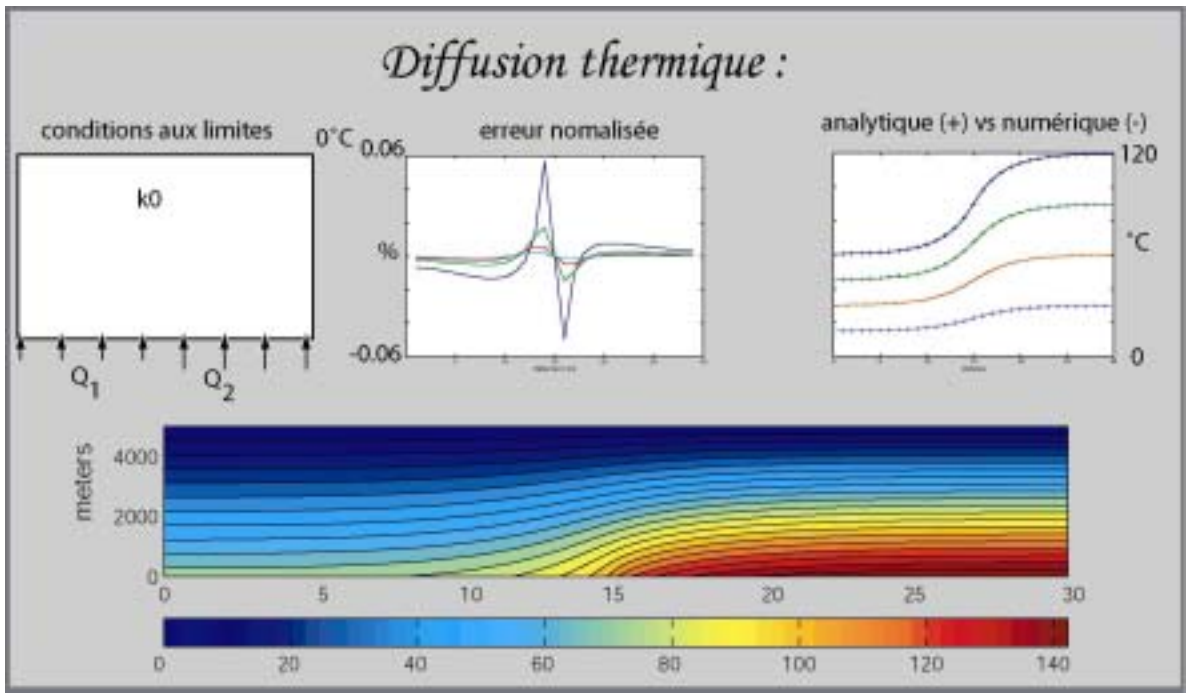


Figure 44

En haut de gauche à droite : conditions aux limites comportant la discontinuité de flux de chaleur à la base, erreur normalisée par rapport à la solution du modèle analytique présentant un maximum de +/- 0.6% au niveau de la discontinuité de flux à la base et qui croit lorsqu'on s'approche de cette condition aux limites, graphique représentant la température à quatre « altitudes » différentes : 1000m (bleu), 2000m (vert), 3000m (rouge) et 4000m (bleu clair). La solution numérique est en trait continu alors que la solution analytique est représentée par des croix. En bas, représentation bidimensionnelle de l'état stationnaire obtenu

La solution analytique est calculée explicitement par séparation et s'écrit :

la solution est donnée pour $0 < x < a$ et $0 < y < 2b$

$$T(x,y) = -\frac{q_1+q_2}{2k}x - \frac{q_1-q_2}{k}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n \sinh(\mu_n x)\cos(\mu_n y)}{b\mu_n^2 \cosh(\mu_n a)} \qquad (99)$$

avec $\mu_n = (n-1/2)\pi/b$

b) <u>Milieu discontinu et flux thermique constant à la base</u>

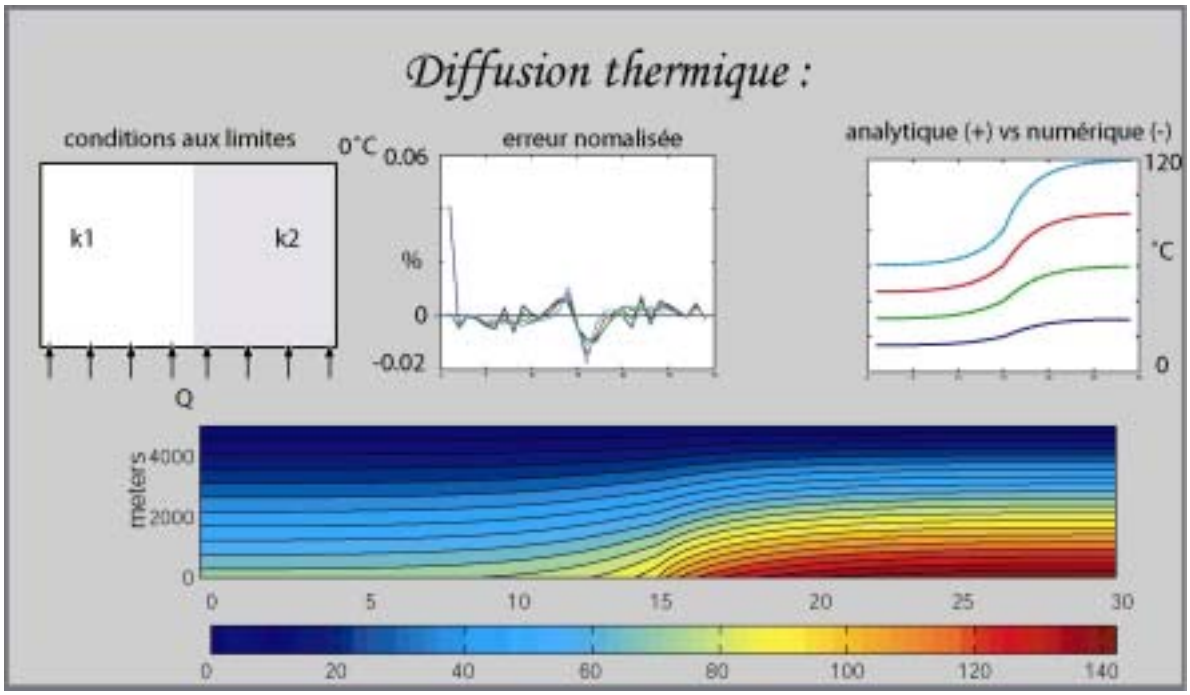


Figure 45

Les conditions aux limites sont cette fois en flux constant à la base du modèle mais il existe un contraste latéral de coefficient de diffusion thermique. L'erreur commise ne dépend pas de la profondeur ici : 1000m (en bleu marine), 2000m (en vert), 3000m (en rouge) et 4000m (en bleu clair). Le graphique du bas représente le champ de température stationnaire

la solution est donnée pour $0 < x < a$ et $-b < y < b$

pour $0 < y < b$:

$$T(x,y) = -\frac{q}{k_1}x - \frac{q}{k_1}\frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{(-1)^n}{a\lambda_n^2}\sin(\lambda_n x)\left(\cosh(\lambda_n y) - \tanh(\lambda_n b)\sinh(\lambda_n y)\right)$$

pour $0 < y < b$: (100)

$$T(x,y) = -\frac{q}{k_2}x - \frac{q}{k_2}\frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{(-1)^n}{a\lambda_n^2}\sin(\lambda_n x)\left(\cosh(\lambda_n y) - \tanh(\lambda_n b)\sinh(\lambda_n y)\right)$$

avec $\lambda_n = (n+1/2)\pi/a$

c) test non stationnaire

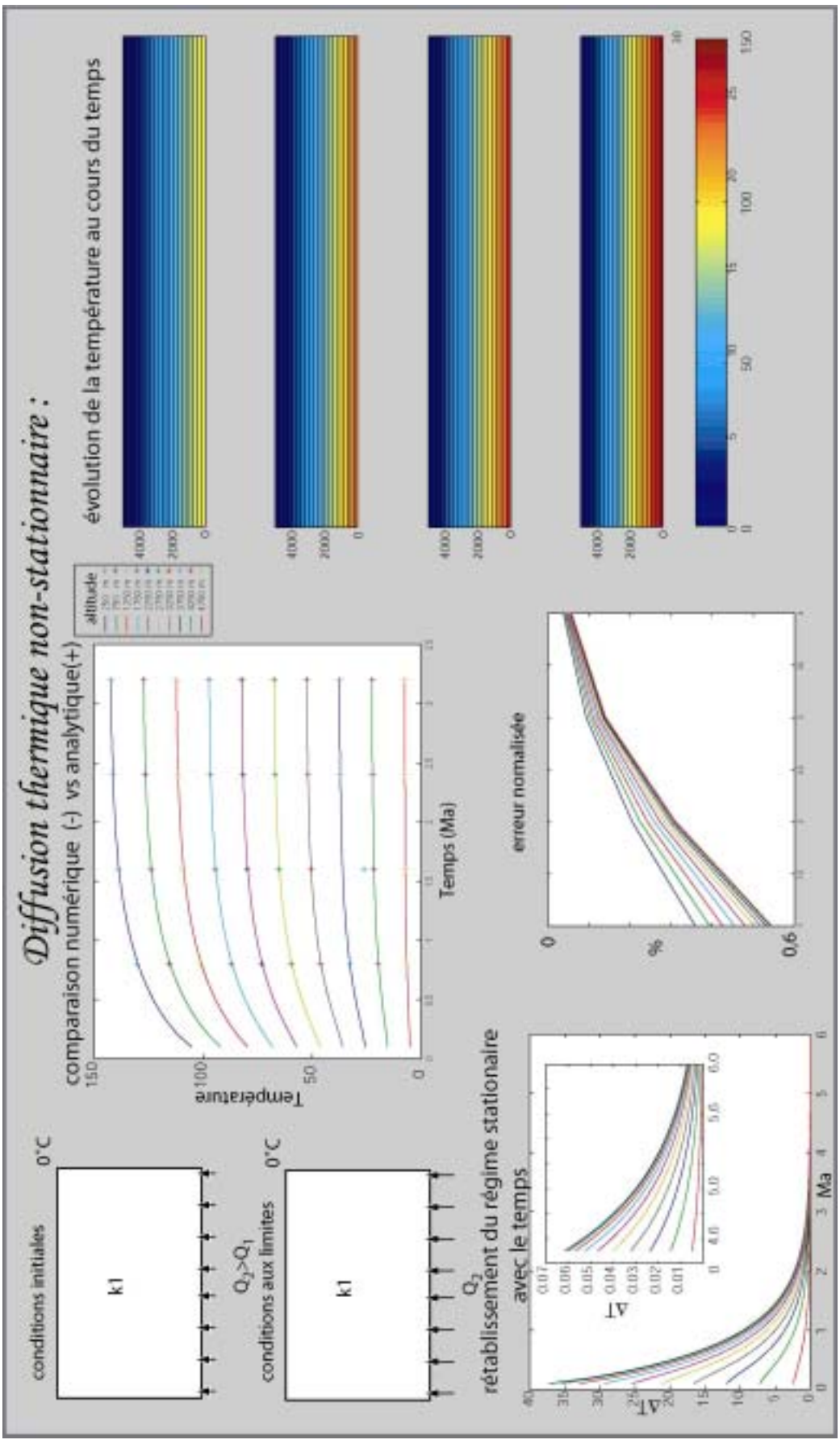


Figure 46

Les conditions initiales correspondent à l'état stationnaire pour les conditions aux limites indiquées sur le schéma du haut. A t0, les conditions aux limites représentées sur le schéma du bas sont appliquée avec 1 pas de temps de 0.1 Ma. Le graphique en bas à droite représente la déviation de température au cours du temps par rapport au géotherme stationnaire calculé pour Q2.

Au centre, les variations de température pour la solution analytique et la solution numérique à différente profondeur au cours du temps et en bas de la figure, le graphique représente l'erreur normalisée par rapport à la solution analytique. Elle décroît au cours du temps. Le modèle numérique sous estime toujours la solution analytique.

A droite, la distribution de la température au cours du temps.

la solution analytique pour $0 < x < a$ est:

$$T(x, t > 0) = -\frac{q_2}{k}x + \frac{q_2 - q_1}{k}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{(-1)^n}{a\lambda_n^2}sin(\lambda_n x)e^{\frac{-k\lambda_n t}{\rho cp}} \quad (101)$$

avec $\lambda_n = (n + 1/2)\pi / a$

3 _ Résolution de l'équation d'équilibre des contraintes dans l'élément maître

A _ Choix et discrétisation des variables principales

a) Choix de l'élément maître

Les variables principales de l'algorithme sont la vitesse des nœuds *V* et la pression à l'intérieur de l'élément *P*.

La discrétisation des deux variables principales dans l'élément maître est mixte. La vitesse est discrétisée sur les nœuds d'un élément cubique tri-quadratique classique permettant d'obtenir la continuité de la dérivée de la vitesse entre les éléments. Le nombre de degrés de liberté de la vitesse est donc *ndir x nshape* soit 18 en 2D et 81 en 3D. Ils sont regroupés dans le vecteur d'inconnues **Uv.** La pression est discrétisé sur un cube possédant une seule fonction de forme linéaire et possède *ndir+1* degrés de liberté par élément regroupés dans le vecteur d'inconnue **Up**.

Ce type de discrétisation mixte à l'avantage de réduire le nombre d'itération pour assurer l'incompressibilité de l'écoulement (si nécessaire) tout en calculant correctement la pression [Bathe, 1995].

Les coefficients du système d'équation peut être représenté sous forme matricielle (Figure 47) à l'aide de quatre sous matrices :

- **Avv** : coefficients placés devant **Uv** dans l'équation d'équilibre des contraintes
- **Avp** : coefficients placés devant **Uv** dans l'équation de la pression
- **Apv** : coefficients placés devant **Up** dans l'équation d'équilibre des contraintes
- **App** : coefficients placés devant **Up** dans l'équation de la pression

Auxquelles sont associés deux sous vecteurs du membre droit :

- **Rhv** : membre droit de l'équation d'équilibre des contraintes
- **Rhp** : membre droit de l'équation de la pression

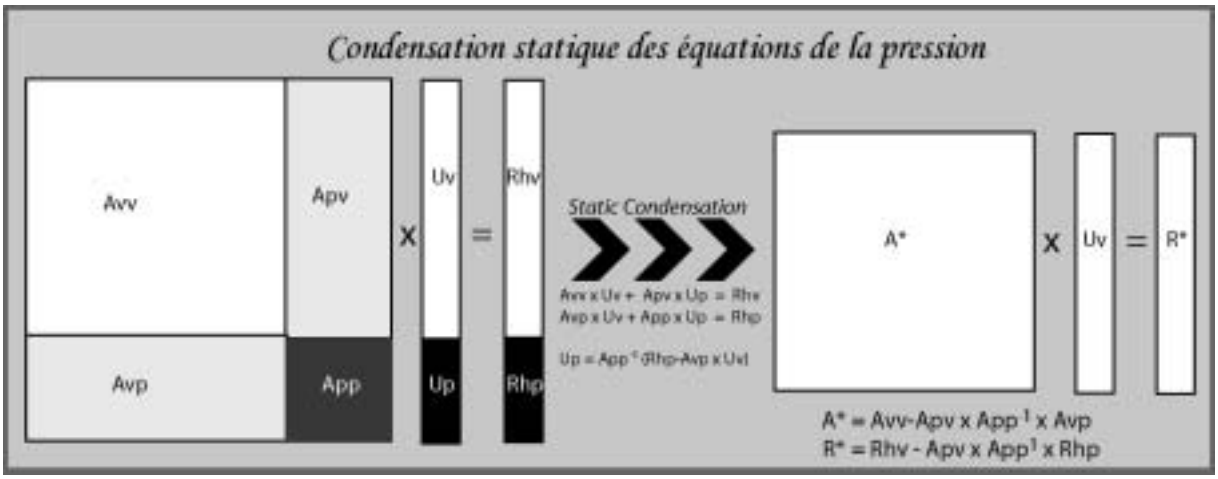


Figure 47

Schéma de la condensation des équations de la pression à l'intérieur de celle de la vitesse qui permet de réduire la taille de la matrice A. Cette condensation est possible car la pression est discontinue entre les éléments.

Comme la pression peut être calculée indépendamment des éléments voisins, il est possible réduire la taille de la *stiffness matrix* locale en opérant une condensation statique du système d'équation illustré par la Figure 47. Le système d'équation obtenu (**A*x** $\mathbf{U_V}$ = **R***) est alors de la même taille qu'un système pour lequel la pression ne serait pas évaluée indépendamment. Cette économie de mémoire est le second avantage de l'élément maître choisi pour la discrétisation des variables principales. Les pages qui suivent vont décrire le remplissage des différents membres du système d'équation local avant l'opération de condensation statique. (i.e. : **App**, **Apv**, **Avp**, **App**, **Rhv** et **Rhp**)

b) Discrétisation des variables principales dans l'élément

Vitesses V

Le champ de vitesses est discrétisé sur des éléments cubiques tri-quadratiques isoparamétriques grâce à des fonctions de forme unidimensionnelles quadratiques correspondant à de simples polynômes de Legendre (102) représenté graphiquement en Figure 48.

$$N_1^\zeta = \frac{(\zeta-\zeta_2)(\zeta-\zeta_3)}{(\zeta_1-\zeta_2)(\zeta_1-\zeta_3)}$$
$$N_2^\zeta = \frac{(\zeta-\zeta_1)(\zeta-\zeta_3)}{(\zeta_2-\zeta_1)(\zeta_2-\zeta_3)} \qquad (102)$$
$$N_3^\zeta = \frac{(\zeta-\zeta_1)(\zeta-\zeta_2)}{(\zeta_3-\zeta_1)(\zeta_3-\zeta_2)}$$

Pour obtenir leur valeur en 2 et 3D, il suffit d'utiliser la formule (74), le résultat du calcul en 2D est représenté graphiquement en Figure 48. L'équation (103) permet alors d'interpoler la vitesse en chaque point de l'élément à partir des vitesses aux nœuds.

$$\mathbf{V}\left(\zeta^a\right) = \sum_{js=1}^{nshape} \mathrm{N}_{js}\left(\xi^a\right)\mathbf{V}_{js} \qquad (103)$$

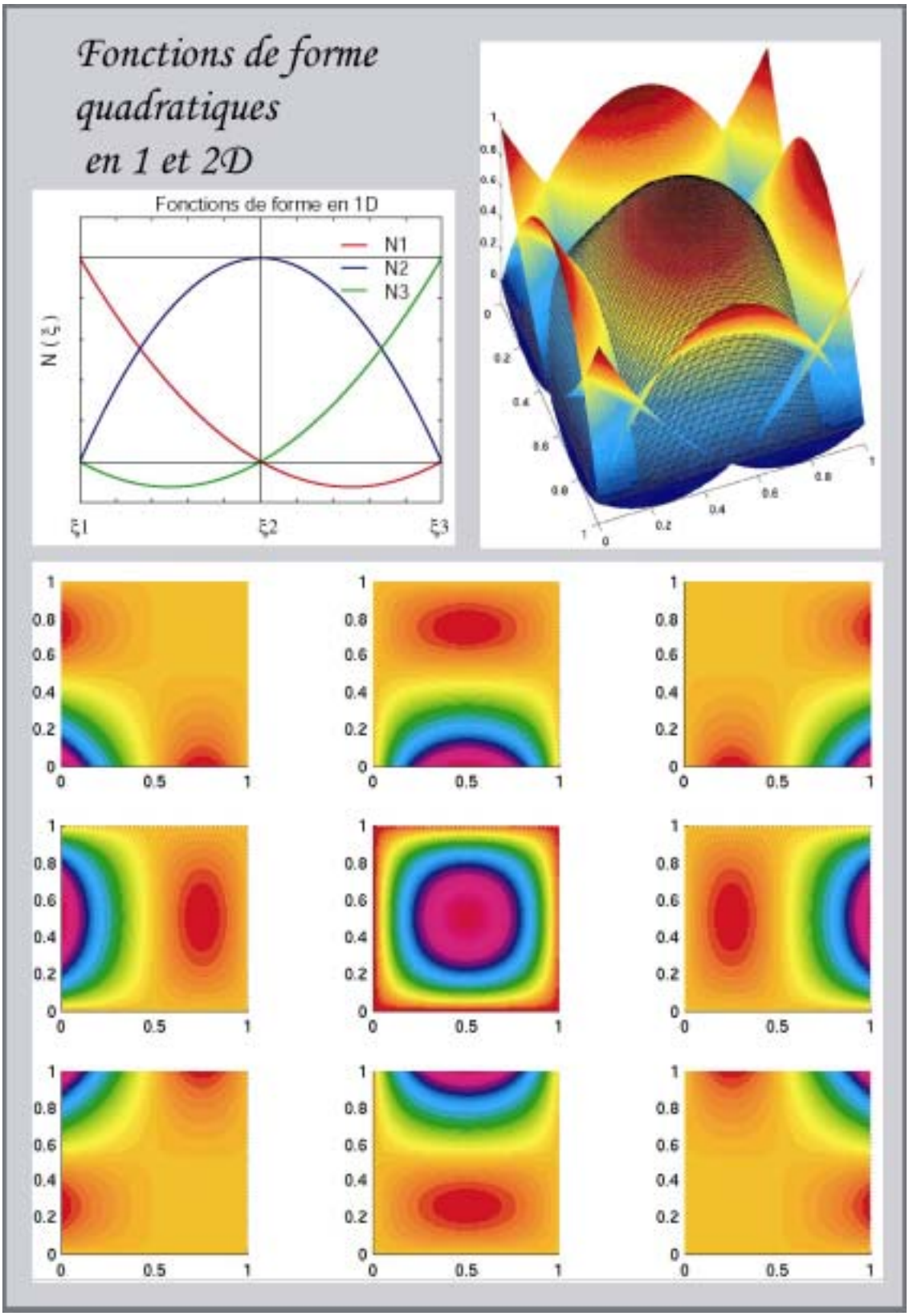


Figure 48

Fonctions de formes quadratiques en 1D (en haut à gauche) et en 2D en haut à droite et en bas. En un point donné leur somme est égale à 1

Pression P

La pression est discontinue entre les éléments. Elle peut être interpolée linéairement à l'intérieure de l'élément dans lequel elle est calculée grâce à (ndir+1) coefficients d'interpolation qui correspondent à l'équation d'un plan passant par le premier nœud de la maille.

$$\mathrm{P}(\mathbf{x}) = P_1 + \sum_{idir=1}^{ndir} P_{idir+1} x_{idir} \tag{104}$$

Il est donc possible de définir en chaque point a $\mathbf{x}^a$ = (x) un vecteur $\mathbf{H}^{pva}$ qui permette de calculer la pression P^a en ce point

$$P^a = \sum_{j=1}^{ndir+1} P_j H_j^{PV-a} \text{ avec } \quad H_1^{PV-a} = 1 \text{ et } \quad H_{idir+1}^{PV-a} = x_{idir}^a \tag{105}$$

B _ Incrémentation des contraintes

Avant d'aller plus avant dans les calculs, un bref rappel des notations s'impose :

$$\begin{aligned}
\mathbf{x}^a &\equiv \left(\mathrm{x}^a, y^a, z^a\right) \\
\zeta^a &\equiv \left(\zeta^a, \eta^a, \chi^a\right) \\
H_{inpe}^{ip} &\equiv H_{inpe}\left(\mathbf{x} = \mathbf{x}^{ip}\right) = N_{inpe}\left(\zeta = \zeta^{ip}\right) \\
\mathbf{J}^{ip} &\equiv \mathbf{J}\big|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^{ip}} \\
W_{ip} &\equiv w_{ip}\, det\, \mathbf{J}^{ip} \\
H_{inpe}^{ip}, x &\equiv \left.\frac{\partial H_{inpe}}{\partial x}\right|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^{ip}} = \left(\mathbf{J}^{ip}\right)^{-1} \left.\frac{\partial N_{inpe}}{\partial \zeta}\right|_{\zeta=\zeta^{ip}}
\end{aligned} \tag{90}*$$

Où $\mathbf{x}^a$ et ζ^a sont les vecteur coordonnées du point A dans les coordonnées de l'élément réel et de l'élément de référence respectivement. H_{inpe}^a est la valeur normée de la fonction d'interpolation *inpe* dans l'élément réel au point *ip*. $\mathbf{J}^{ip}$ est le Jacobien de la déformation calculé à partir de la valeur numérique des dérivées des fonctions de forme de l'élément maître au point *ip*. W_{ip} est le coefficient d'intégration dans la maille réelle. H_{inpe}^a, x indique que l'on prend la dérivée partielle de la fonction H_{inpe} par rapport à *x* au point A.

a) Matrice gradient de vitesse

a-i) Discrétisation du tenseur taux de déformation

Il est possible de calculer le taux de déformation $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^a$ à n'importe quel point A de coordonnées $\mathbf{x}^a$ d'un élément en multipliant la matrice de coefficients **strain_r_tot** par le vecteur des degrés de liberté **Uv** associé à l'élément (106). Ce vecteur est composé de la valeur de la vitesse V_{js}^z dans chacune des directions de l'espace à chaque nœud *js* de l'élément. Les points de continuation signifient que les motifs de matrice 6x3 et de vecteur 3x1 représentés en (106) doivent être répétés pour chaque fonction de forme associée au noeud *js* de manière à compléter le système d'équation.

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^a \Rightarrow \begin{bmatrix} \dot{\varepsilon}_1^a \\ \dot{\varepsilon}_2^a \\ \dot{\varepsilon}_3^a \\ \dot{\varepsilon}_4^a \\ \dot{\varepsilon}_5^a \\ \dot{\varepsilon}_6^a \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cdots & \overbrace{\begin{matrix} H_{js}^a,x & 0 & 0 \\ 0 & H_{js}^a,y & 0 \\ 0 & 0 & H_{js}^a,z \\ \frac{H_{js}^a,y}{2} & \frac{H_{js}^a,x}{2} & 0 \\ \frac{H_{js}^a,z}{2} & 0 & \frac{H_{js}^a,x}{2} \\ 0 & \frac{H_{js}^a,z}{2} & \frac{H_{js}^a,y}{2} \end{matrix}}^{js} & \cdots \\ \underbrace{\cdots}_{1..js-1} & & \underbrace{\cdots}_{js+1..nshape} \end{bmatrix}}_{\mathbf{strain_r_tot}^a\,(nstress:nshape.ndir)} \times \underbrace{\begin{Bmatrix} \cdots \\ V_{js}^{x_1} \\ V_{js}^{x_2} \\ V_{js}^{x_3} \\ \cdots \end{Bmatrix}}_{\mathbf{Uv}(nshape.ndir)} \; js = 1,\, nshape \qquad (106)$$

a-ii) Divergence de la vitesse

$\overline{e}^a$ est le taux de déformation moyen de dans l'élément au point A. Il est égal à un tiers de la divergence de la vitesse. Comme dans le cas du tenseur taux de déformation, il est possible de collecter les coefficients placés devant la vitesse aux nœuds de l'élément dans un vecteur $\mathbf{div_v}^a$.

$$\overline{e}^a = \frac{1}{3}\left[\ldots \underbrace{\begin{matrix} dH_{js},x & dH_{js},y & dH_{js},z \end{matrix}}_{\mathbf{div_v}^a\,(js=1,nshape)} \ldots \right] \times \left\{ \begin{bmatrix} \cdots \\ V_{js}^{x_1} \\ V_{js}^{x_2} \\ V_{js}^{x_3} \\ \cdots \end{bmatrix} \right\} js = 1,\, nshape \qquad (107)$$

b) Incrément de contraintes

b-i) Implémentation générale

Dans le code, les contraintes sont mises à jour, au point d'intégration, à partir des variables principales V et P en séparant la partie déviatorique $\boldsymbol{\tau}^{ip}$ de la partie isotrope $\overline{\sigma}^{ip}$.

L'implémentation de la mise à jour est écrite de manière très générale pour permettre de rendre en compte de rhéologie plus complexe à l'avenir (ex : plasticité). Six matrices sont utilisées. Elles correspondent aux coefficients placés devant V et P et aux termes hérités dans la règle d'incrément des contraintes :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau}^{ip} &= \mathbf{dsdV}^{ip} \times \mathbf{Uv} + \mathbf{dsdP}^{ip} \times \mathbf{Up} + \mathbf{dsdo}^{ip} \\ \overline{\sigma}^{ip} &= \mathbf{dsmV}^{ip} \times \mathbf{Uv} + \mathbf{dsmP}^{ip} \times \mathbf{Up} + dsmo^{ip} \end{aligned} \qquad (108)$$

dsdV, **dsdP**, sont les matrices des coefficients placés devant les degrés de liberté correspondant à la vitesse **Uv** et la pression **Up** respectivement, tandis que **dsdo** contient les contraintes déviatoriques résiduelles du pas de temps précédent. La même symbolique est utilisée pour les contraintes moyennes seul **d** est remplacer par **m** dans le nom des matrices.

b-ii) Viscoélasticité

Dans le cas viscoélastique, la mise à jour s'écrit :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\tau}^{ip} = \theta \boldsymbol{\tau}^{ip_old} + 2\eta \mathbf{e}^{ip} \\ \bar{\sigma}^{ip} = -P^{ip} + \mu_{bulk} \bar{e}^{ip} \end{cases} \tag{109}$$

et le tenseur de rhéologie se trouve réduit à trois scalaires θ, η et μ_{bulk} que l'on retrouve dans l'expression des six matrices de la partie précédente.

L'expression discrétisée de $\mathbf{e}^{ip}$, le taux de déformation déviatorique au point d'intégration *ip* de l'élément:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}^{ip} &= \left(\mathbf{strain_r_tot}^{ip} - \mathbf{dij} \frac{\mathbf{div_v}^{ip}}{3} \right) \times \mathbf{Uv} = \mathbf{strainrd}^{ip} \times \mathbf{Uv} \\ \mathbf{dij}^{t} &= \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{110}$$

Où **dij** est l'équivalent du delta de Kronecker dans la notation vectorielle des contraintes et $\mathbf{strainrd}^{ip}$ est la matrice des coefficients permettant de calculer le taux de cisaillement au point d'intégration *ip*.

$$\begin{aligned} \mathbf{dsdV}^{ip} &= 2\eta \mathbf{strainrd}^{ip} & \mathbf{dsmV}^{ip} &= \mu_{bulk} \frac{\mathbf{div_v}^{ip}}{3} \\ \mathbf{dsdP}^{ip} &= \mathbf{dij} \cdot 0 \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{ip}}^{\mathbf{Pv}} \quad \text{et} & \mathbf{dsmP}^{ip} &= -\mathbf{H}^{\mathbf{Pv_ip}} \\ \mathbf{dsdo}^{ip} &= \theta \boldsymbol{\tau}^{\mathbf{ip_old}} & \mathrm{dsmo}^{ip} &= 0 \end{aligned} \tag{111}$$

C _ Discrétisation de l'équation d'équilibre des contraintes

a) Formulation élément finis de l'équation différentielle partielle de conservation du moment

De la même manière qu'en (106), il est possible de réécrire l'équation (61) sous forme vectorielle pour chaque nœuds inpe de la maille en projetant l'équation différentielle partielle sur la base des fonction de forme de l'élément. On obtient alors un système (112) de *ndir* équations *i* pour chaque nœud inpe de l'élément.

$$\int_{Vol} \left(\frac{\partial \sigma_{ix}^{inpe}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{iy}^{inpe}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{iz}^{inpe}}{\partial z} \right) = \sum_{ip=1}^{nip} \underbrace{\begin{bmatrix} H_{inpe}^{ip},x & 0 & 0 & H_{inpe}^{ip},y & H_{inpe}^{ip},z & 0 \\ 0 & H_{inpe}^{ip},y & 0 & H_{inpe}^{a},x & 0 & H_{inpe}^{ip},z \\ 0 & 0 & H_{inpe}^{ip},z & 0 & H_{inpe}^{ip},x & H_{inpe}^{ip},y \end{bmatrix}}_{stress_bal^{ip}(inpe=1,nnpe)} \times \begin{bmatrix} \sigma_1^{ip} \\ \sigma_2^{ip} \\ \sigma_3^{ip} \\ \sigma_4^{ip} \\ \sigma_5^{ip} \\ \sigma_6^{ip} \end{bmatrix} \tag{112}$$

L'accélération de la pesanteur ***g*** est constante dans nos modèles et s'écrit (113) au noeud inpe :

$$g_{idir}^{inpe} = g_{idir} \sum_{ip=1}^{nip} W^{ip} \, \mathrm{H}_{inpe}^{ip} \tag{113}$$

Pour chaque nœud, en fixant l'accélération de la pesanteur dans la seconde direction de l'espace, le système d'équations pour l'équilibre des contraintes s'écrit :

$$\sum_{ip=1,nip} \underbrace{\begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ H^{ip}_{inpe},x & 0 & 0 & H^{ip}_{inpe},y & H^{ip}_{inpe},z & 0 \\ 0 & H^{ip}_{inpe},y & 0 & H^{ip}_{inpe},x & 0 & H^{ip}_{inpe},z \\ 0 & 0 & H^{ip}_{inpe},z & 0 & H^{ip}_{inpe},x & H^{ip}_{inpe},y \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}}_{\mathbf{stress_bal}^{ip}} \times \begin{bmatrix} \sigma^{ip}_1 \\ \sigma^{ip}_2 \\ \sigma^{ip}_3 \\ \sigma^{ip}_4 \\ \sigma^{ip}_5 \\ \sigma^{ip}_6 \end{bmatrix} = \sum_{ip=1}^{nip} \underbrace{\begin{bmatrix} \dots \\ 0 \\ -\rho g\, \mathrm{H}^{ip}_{inpe} \\ 0 \\ \dots \end{bmatrix}}_{\ddot{}\mathbf{grav_el}^{ip}} \tag{114}$$

b) Remplissage de la matrice de rigidité

On peut alors écrire la règle de remplissage des sous matrices liée à l'équation d'équilibre des contraintes de la matrice de rigidité élémentaire.

$$\mathbf{A_{VV}} = \sum_{ip=1}^{ip} W^{ip} \mathbf{stress_bal}^{ip} \times \left(\mathbf{dsdV}^{ip} + \mathbf{dij} \times \mathbf{dsmV}^{ip} \right) \tag{115}$$

$$\mathbf{Apv} = \sum_{ip=1}^{nip} W^{ip} \mathbf{stress_bal}^{ip} \times (\mathbf{dsdP}^{ip} + \mathbf{dij} \times \mathbf{dsmP}^{ip}) \tag{116}$$

$$\mathbf{Rhv} = -\sum_{ip=1}^{nip} W^{ip} \left(\mathbf{stress_bal}^{ip} \times \theta \boldsymbol{\tau}^{\mathbf{ip}} + \rho \mathbf{grav_el}^{ip} \right) \tag{117}$$

D _ Discrétisation de l'incrémentation de la pression

L'équation (68) doit d'abord être discrétisée sur le temps pour écrire :

$$eq2: \quad \frac{P - P^{old}}{\Delta T} = -3K\bar{\dot{e}} \tag{118}$$

(118) peut alors être projetée dans la base des fonctions de formes de la pression pour trouver :

$$eq2\left(\mathbf{x} = \mathbf{x}^1\right) \Rightarrow [eq2(\mathbf{x}) \cdot Hp(\mathbf{x})]\, Hp\left(\mathbf{x} = \mathbf{x}^1\right) \tag{119}$$

Comme le produit scalaire de deux fonctions continues est égal à l'intégrale du produit de ces fonctions on trouve :

$$App_{ij} = \sum_{ip=1}^{nip} W^{ip} Hp_i^{ip} Hp_j^{ip};\ i = 1, ndir+1;\ j = 1, ndir+1 \tag{120}$$

$$Rhp_i = \sum_{ip=1}^{nip} W^{ip} Hp_i^{ip} Hp_j^{ip} Up_j^{old};\ i = 1, ndir+1;\ j = 1, ndir+1 \tag{121}$$

$$\mathbf{A}^{iel}_{\mathbf{PV}} = \sum_{ip=1}^{nip} \mathbf{Hp}^{ip} K \Delta t \mathbf{div_V}^{ip} \tag{122}$$

Une fois les six sous matrices calculées, Il est possible d'effectuer l'opération de condensation statique de la matrice locale (Figure 47). Le remplissage de la matrice globale s'effectue selon les règles énoncées en Figure 42.

E _ Conditions aux limites

Pour l'instant, seule des conditions aux limites forcées sur la vitesse ont été incrémentées. Pour obtenir une surface libre à la surface du modèle, il n'est pas nécessaire de fixer de conditions aux limites mais il faut déplacer les noeuds.

F _ Benchmarks de la partie mécanique

La partie mécanique a été testée (entre autre) à l'aide d'un *benchmark test* portant sur les instabilités RT. La solution analytique de ce type de problème s'obtient généralement en menant une analyse de stabilité linéaire. Ce type de méthode consiste à calculer le taux de croissance d'une instabilité en fonction de sa longueur d'onde.

Le modèle testé possède les mêmes conditions aux limites que celles imposées dans la solution analytique proposée aux pages 247-248 de [Turcotte and Schubert, 2002]. Ce modèle permet de prédire analytiquement le taux de croissance adimensionné tau_a d'une instabilité RT entre deux fluides de densité $\rho 1$, $\rho 2$ en fonction du nombre d'onde adimensionné k_a de la viscosité μ_{shear} constante pour les deux fluides.

Le taux de croissance de l'instabilité tau s'écrit :

$$tau = \frac{4\mu_{shear}}{(\rho_1 - \rho_2)gb} \times tau_a \tag{123}$$

Où tau_a est le temps caractéristique de croissance adimensionné et dépend de k_a le nombre d'onde adimensionné.

$$tau_a = \frac{k_a^{-1} + \dfrac{1}{\sinh k_a \cosh k_a}}{k_a^{-2} \tanh k_a - \dfrac{1}{\sinh k_a \cosh k_a}}; \quad k_a = \frac{2\pi b}{\lambda} \tag{124}$$

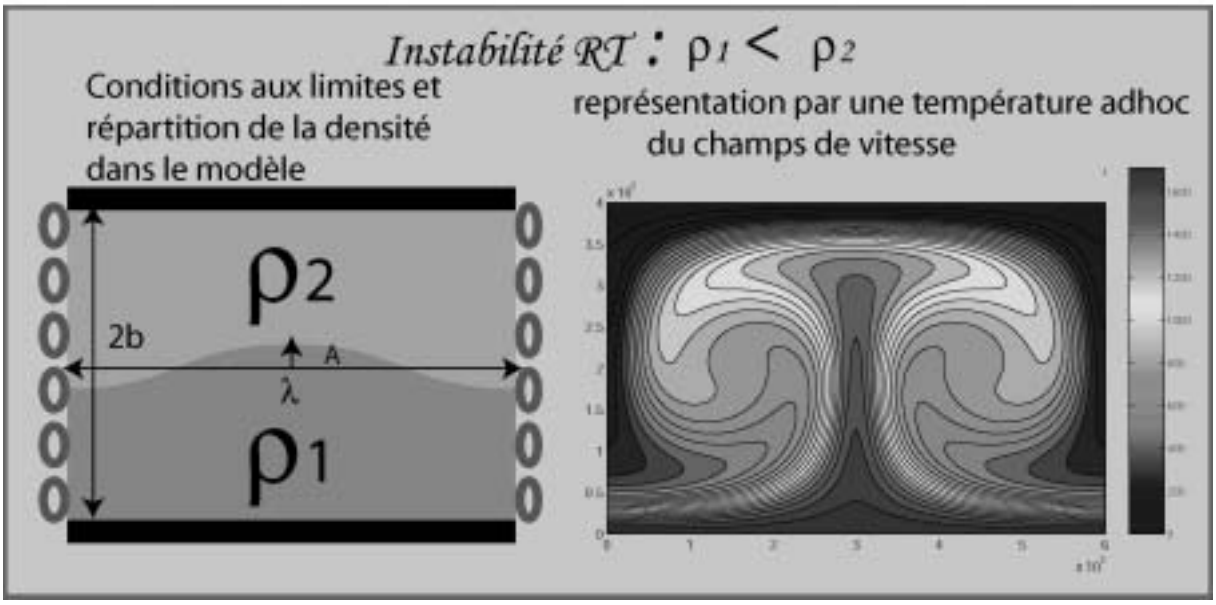


Figure 49

Une interface fixée entre un fluide de densité r1 <r2 placer en position instable le long d'une interface déformée selon une fonction cosinus de longueur d'onde égale à la longueur de la boite.

NB : Le graphique de droite permet seulement de visualiser le champ de vitesse et par la même occasion de tester l'advection thermique, la température est ad hoc et n'a aucune influence sur le problème physique (pas de dilatation thermique).

Pour tester le temps de croissance d'une instabilité RT dans le code numérique, l'équivalent numérique d'une analyse de stabilité linéaire a été conduit. Pour cela, la largeur λ du modèle, représenté schématiquement en Figure 49, a varié à chaque calcul depuis λ = b (la demi hauteur du modèle) jusqu'à λ = 5b. Les conditions aux limites, bords rigides (no slip) au sommet et à la base et condition de glissement libre (free slip) sur les bords latéraux, correspondent aux conditions appliquées pour calculer la solution analytique (123).
L'interface entre les deux fluides a été très légèrement perturbée en déplaçant les nœuds de l'interface à l'aide d'une perturbation sinusoïdale(125) de longueur d'onde λ et d'amplitude A.

$$y_{pert} = A \times \cos \frac{x}{2\pi\lambda} \tag{125}$$

L'amplitude A doit rester faible car la solution analytique n'est valable que pour de très petites perturbations.

A partir du profil de vitesse vertical obtenu au niveau de l'interface déformée, il est possible de calculer le temps de croissance caractéristique de l'instabilité dans les résultats numérique en se basant sur la forme de la solution analytique (126).

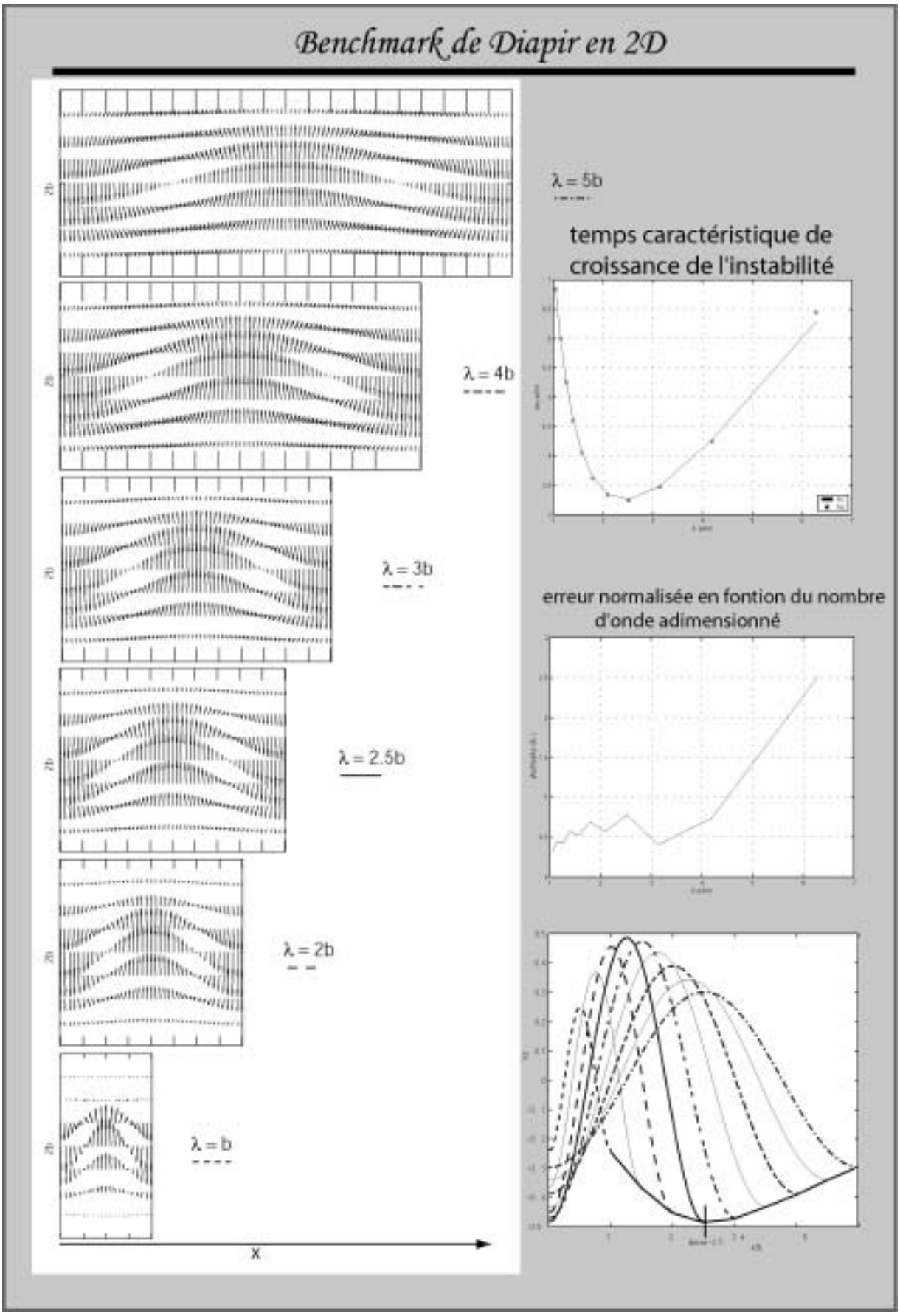
$$\omega = \omega_0 e^{t/tau} \tag{126}$$

Les résultats des modèles numériques de la série de test sont représentés en Figure 50. Le champ de vitesse dans le modèle, ainsi que les profils de vitesse verticale sur l'interface entre les deux fluides V_{y_interf}, y sont représentés. Les temps de croissance caractéristiques adimensionné (127) sont comparés avec ceux de la solution analytique(124).

$$tau_adim = \frac{(\rho_1 - \rho_2) gb}{4\mu_{shear}} \frac{\Delta t}{ln\left(\Delta t V_{y_interf}^{max}\right)} \tag{127}$$

L'erreur est petite pour les nombres d'onde adimensionnés inférieurs à 4 (~0.5%) mais croît très rapidement au-delà de cette limite à cause de la résolution numérique. La conclusion n'est pas surprenante, une résolution médiocre ne permet pas de modéliser des instabilités de courtes longueurs d'onde avec précision.

Figure 50
Résultat de l'analyse de stabilité linéaire numérique.
Dans la colonne de gauche, les vecteurs vitesses sont représentés pour différentes largeurs de boîtes.
A droite de haut en bas sont représentés : le taux de croissance adimensionné, l'erreur normalisé commise sur ce paramètre, et les vitesse de croissance le long de l'interface pour chacuns des calculs. On remarque que l'erreur croit avec le nombre d'onde pour des raisons de résolution numérique.


Benchmark de Diapir en 2D
λ = 5b
λ = 4b
λ = 3b
λ = 2.5b
λ = 2b
λ = b
2b
X
temps caractéristique de croissance de l'instabilité
erreur normalisée en fontion du nombre d'onde adimensionné

CHAPITRE VI
Interactions panache/lithosphère (application du code FEM)

Les résultats présentés ici sont une application très préliminaire du code élément finis développé dans la partie précédente. Ils visent d'une part à tester le code (en terme de temps de calcul par exemple) sur un problème géologique assez simple et d'autre part à voir l'influence de l'utilisation d'une rhéologie visco-élastique sur la topographie.

1 _ Descriptions des modèles et de leurs paramètres

A _ Conditions initiales et conditions aux limites

Les modèles présentés ici ont tous un rapport de forme 1x4 et représentent le manteau supérieur de la Terre depuis la transition de phase à 400km de profondeur jusqu'à la surface. Les conditions aux limites mécaniques sont identiques pour tous les modèles à l'exception d'un seul, RIGID, qui possède une condition aux limites rigides (*no slip*) en surface :

- des conditions aux limites rigides (*no slip*) sont fixées sur les bords latéraux du modèle,
- la surface supérieure est libre,
- une condition de glissement latéral libre (*free slip*) additionnée d'une condition de vitesse verticale nulle est fixée à la base.

Il est clair que les conditions aux limites latérales ne sont pas les plus appropriées pour modéliser le manteau, mais dans la version actuel du code, il est difficile de laisser des conditions *free slip* en prenant en compte l'approximation de Boussinesq et une surface libre en surface.

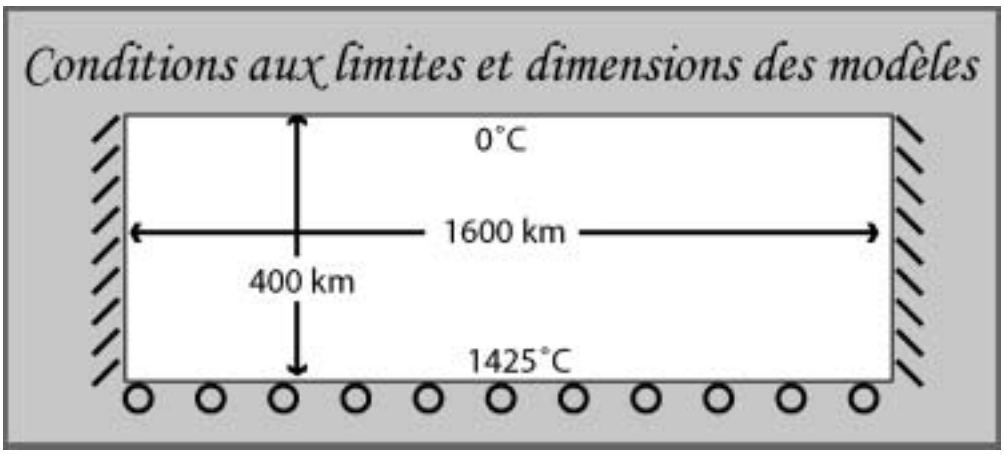


Figure 51

Conditions aux limites rigides sur les bords latéraux. Surface libre au sommet et glissement libre à la base. La température est fixée au sommet et à la base des modèles. Les bords latéraux sont adiabatiques.

Les conditions aux limites thermiques sont fixées identiques pour tous les modèles: les bords latéraux correspondent à des interfaces sur lesquelles le flux thermique horizontal est nul, alors que sur les limites horizontales, la température est fixée à 0°C en surface et 1425°C à la base du modèle.

Le géotherme initial correspond à un état stationnaire conductif jusqu'à l'isotherme 1300°C, fixée à 200km sous le craton et à 120km sous la lithosphère normale, puis un gradient adiabatique est supposé jusqu'à la base des modèles à 400km [Turcotte and Schubert, 2002].

B _ Paramètres Physiques des expériences

a) Paramètres rhéologiques

a-i) Profiles de viscosité

Deux profiles rhéologiques, un pour le craton et un pour la lithosphère normale, ont été tracés en Figure 52 en se basant sur le géotherme initial. Dans ces modèles préliminaires, la viscosité est calculée en fonction de la température selon une loi exponentiellement décroissante (qui correspond à une loi de type Arrhenius habituelle si on considère que $T_{fold} = Q/R$ *e.g.[Tackley, 1996]*) et de la profondeur selon une loi puissance croissante en utilisant (128)

$$Vis_eff\,(T,z) = Vis_0 \exp\left(\frac{-T}{T_{fold}}\right) + 10^{\left(19+\frac{4.10^5 - z}{2.10^5}\right)} \qquad (128)$$

Où T est la température et z la profondeur, T_{fold} est la température à laquelle la viscosité est réduite d'un facteur e par rapport Vis_0 et la dépendance à la pression est écrite pour permettre à la viscosité d'atteindre une valeur de 10^{21}Pa.s à la base du modèle $T_{fold} = 40°$ et $Vis_0 = 10^{27}$ Pa.s.

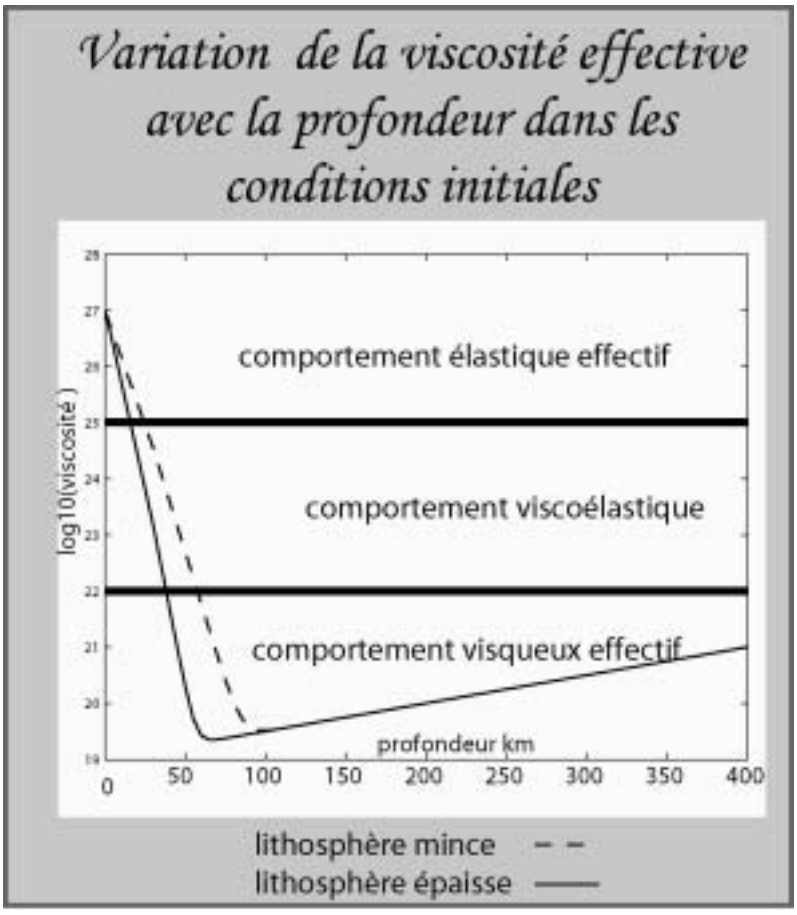


Figure 52

Profils verticaux de viscosité pour les deux types de lithosphère présentée dans les modèles de cette étude.
Il possède un minimum à la base de la lithosphère et varie sur 7 ordres de grandeur.
Dans la perspective d'une rhéologie visco-élastique , et d'un temps caractéristique de 10 Ma pour les expériences présentées ici, il est possible de définir trois zones de comportement effectif long terme.

a-ii) Paramètres élastiques et densité

Les paramètres élastiques choisis pour les différentes profondeur sont standards [Turcotte and Schubert, 2002] et varient selon les valeurs indiquées dans le Tableau 3 .

Paramètres élastiques et densité des phases selon la profondeur

profondeur	0-200 km (craton)	0-200 km (normale)	200-400 km
K (GPa)	120	120	170
G (GPa)	60	60	80
densité	3.3	3.32	3.4

Tableau 3

b) Paramètres thermiques

Dans tous les modèles, des paramètres thermiques typiques des roches silicatés ont été adoptés (Tableau 4). La diffusivité k augmente avec la profondeur. Le fait que le coefficient de dilatation thermique α_v soit nul dans la croûte n'influe pas sur les résultats car la température de la croûte n'est pas affectée latéralement par la présence des panaches car les calculs sont menés sur une échelle de temps de 10 Ma seulement.

Paramètres thermiques en fonction de la profondeur

profondeur	0-30 km	30-130 km	130-400 km
α_v (K^{-1})	0	$2x10^{-5}$	$2x10^{-5}$
k ($Wm^{-1}\ K^{-1}$)	2	2	4

Tableau 4

c) Caractéristiques des panaches

Quatre types de panaches ont été utilisés dans les modèles. Le Tableau 5 présente leurs principales caractéristiques. Le paramètre Δ T s'entend comme la différence de température entre la base du modèle (1425°C) et la température initiale du panache.

Caractéristiques des panaches

Type_pa	Rayon (km) (a)	Δ T (°C)	Vitesse de Stokes (129)
N°1	50	200	3.66 cm/an
N°2	75	200	8.25 cm/an
N°3	50	300	5.5 cm/an
N°4	75	300	12.3 cm/an

Tableau 5

d) Calculs préliminaires

Une série de calculs préliminaires a été conduite dans le but d'une part, de vérifier l'influence d'une surface libre dans un modèle visco-élastique, et d'autre part, de caractériser l'impact de la température du panache sur son étalement en base de lithosphère.

Trois calculs seront présentés et discutés leurs paramètres sont dans le Tableau 6 .

Paramètres des calculs préliminaires

Modèles :	CP1	CP2	CP3
C.L. au sommet	libre	rigide	libre
Type de panache	N°2	N°2	N°4

Tableau 6

La vitesse de Stockes U_s a été utilisée préférentiellement au nombre de Rayleigh pour caractériser dynamiquement les modèles car le nombre de Rayleigh dépend principalement (au cube) de l'épaisseur de la couche qui est constante dans les modèles. Les variations de température sur des panaches ne le font varier que d'un facteur 1.5 qui n'est pas vraiment significatif.

$$U_s = \frac{a^2 g \rho_0 (\alpha_v \Delta T)}{3\bar{\mu}} \text{ avec } \bar{\mu} = 10^{20}\ Pa.s \qquad (129)$$

e) Impact d'un panache à la bordure d'un craton : la série continent

Cette série de calculs a pour but de comprendre l'interaction d'un panache avec la bordure d'un craton suivant leur position relative, la taille et la température du panache. Dans une première série d'expériences, les caractéristiques du panache restent fixes et sa position initiale varie (Tableau 7)

Position du panache par rapport à la marge du craton

Expérience :	Continent 1	Continent 2	Continent 3	Continent 4	Continent 5
Position vs bordure	-400 km	-200 km	0 km	200 km	400 km

Tableau 7

Dans une seconde série de trois expériences, le panache est situé à l'aplomb de la marge mais ses caractéristiques changent en suivant les paramètres du Tableau 8.

Type de panache situé à l'aplomb de la marge continentale

Expériences :	Marge 1	Marge 2	Marge 3
Type_pa	N°1	N°2	N°3

Tableau 8

2 _ Résultats des calculs préliminaires

A _ Effet de la prise en compte d'une rhéologie visco-élastique sur l'écoulement

La Figure 53 représente les résultats des calculs CP1 et CP2. Il est notable, qu'aucune différence n'est observée entre un calcul possédant une condition au limite rigide et la solution possédant une surface libre (Figure 53 à gauche).

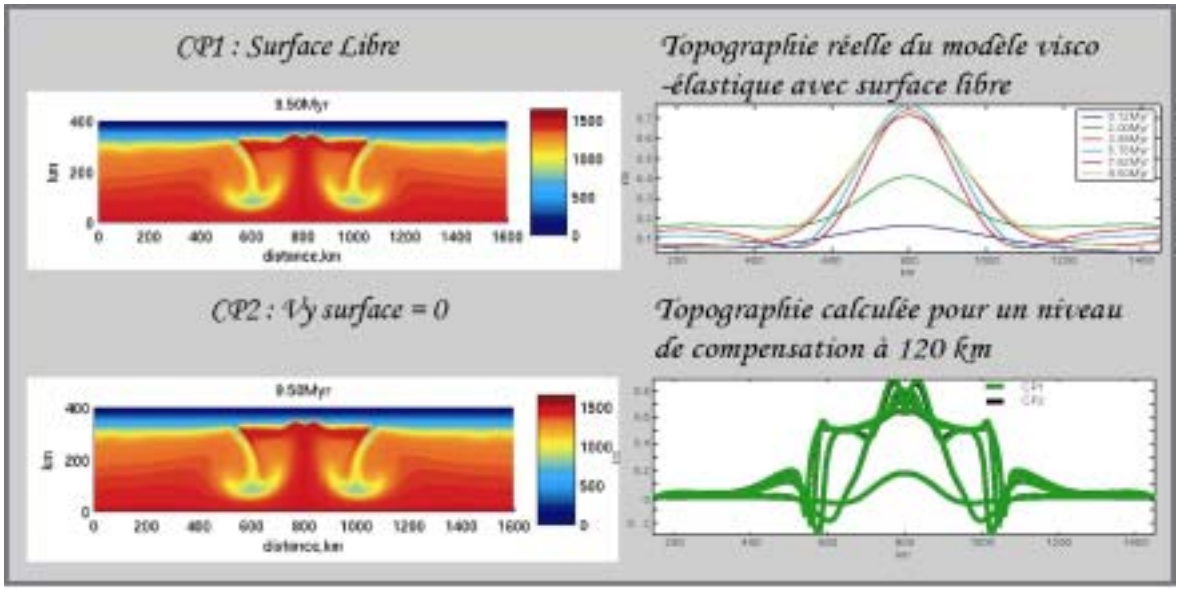


Figure 53

A gauche : Résultats des calculs CP1 (en haut) et CP2 (en bas) après 9.5 Ma d'évolution. Aucune différence n'est observée

A droite : évolution de la topographie réelle du modèle CP1 au cours du temps (en haut) Comparaison entre les topographies déduites d'un calcul isostatique pour les deux modèles (en bas)

Ce résultat qui peut paraître surprenant s'explique par la résistance élastique long terme de la lithosphère dans les modèles visco-élastiques. La présence du panache dans le manteau cause un soulèvement topographique de la surface libre dès les stades initiaux du calcul. La surface atteint alors un état d'équilibre avec force de poussée du panache puis se comporte comme une surface rigide une fois l'équilibre atteint (Figure 53 à droite).
NB : L'amplitude des topographies isostatiques obtenues dépend de la profondeur du niveau de compensation. La profondeur de 120 km a été choisie car elle donne des résultats similaires à la réponse élastique en terme d'amplitude.

B _ Effet de la température du panache

L'augmentation de la température du panache influe sur la vitesse de son ascension et sur sa température au moment de l'étalement. Les vitesses d'ascension des panaches numériques sont similaires aux vitesses prédites par la solution analytique [Turcotte and Schubert, 2002] (cf. Tableau 5).

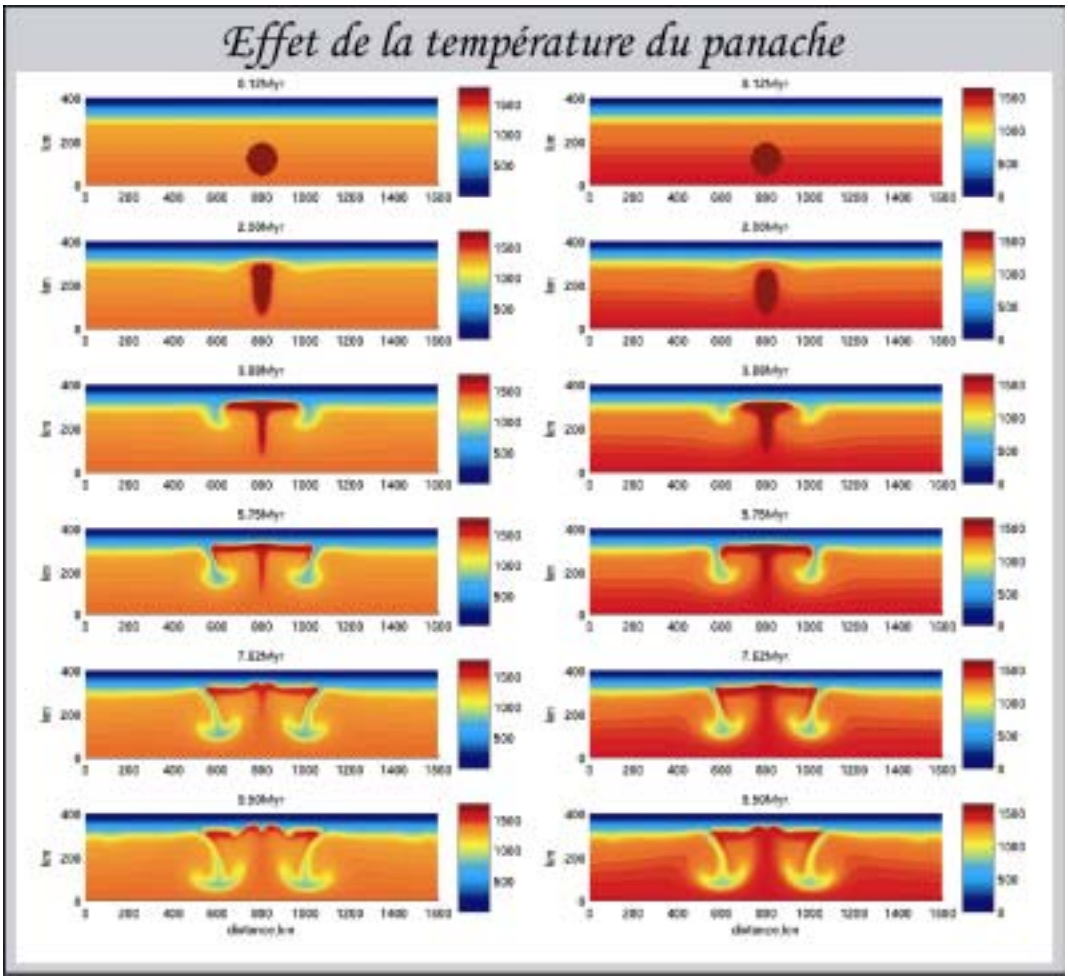


Figure 54

Résultats en terme de température pour les modèles CP3 (à gauche) et CP1 (à droite) au cours du temps.

Un fois l'étalement terminé (à ~6Ma pour CP3 et 7-8 Ma pour CP1) des instabilités RT de petites longueurs d'onde (100km) se forment à la base de la lithosphère. Leur présence ne se marque pas dans la topographie (Figure 55) mais cela est peut être du au fait que les lois rhéologiques utilisées pour ce modèle sont simplistes et ne permettent pas de localiser la déformation dans la partie supérieure de la lithosphère.
Durant l'étalement du panache sous la lithosphère, celui-ci reste chaud, le refroidissement s'accélère une fois l'étalement terminé (Figure 55 à droite).

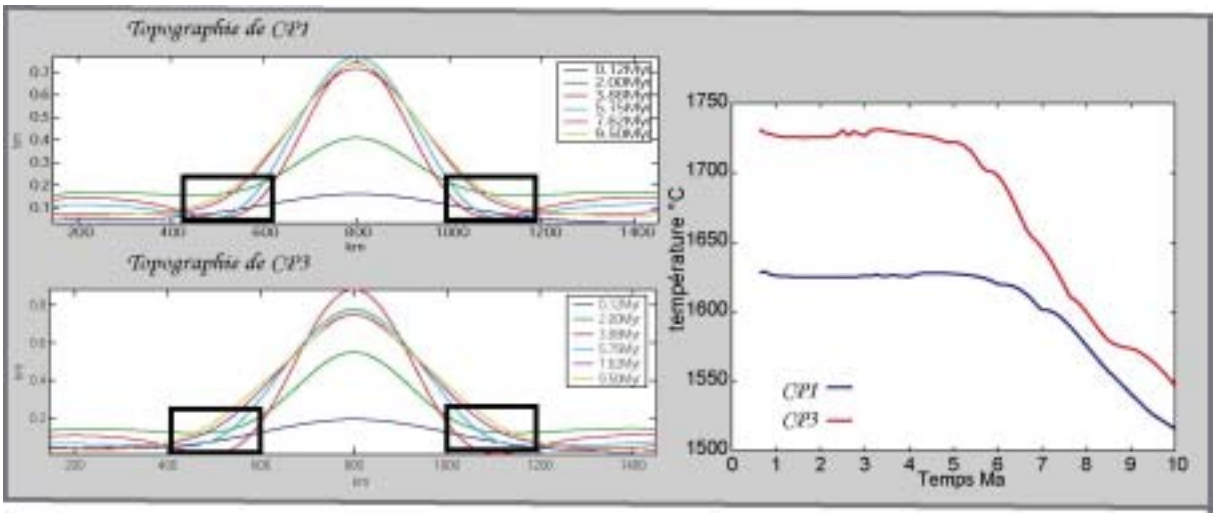


Figure 55

Evolution de la topographie pour les calculs CP1 (en haut) et CP3 (en bas)
Les rectangles noirs indiquent les zones où la relaxation visqueuse de la flexure élastique est évidente.
Le graphique de droite indique la température maximum au cours du temps et donne donc un aperçu du taux de refroidissement du panache

Après 6 à 7 Ma, les profils topographiques des modèles CP1 et CP2 sont identiques (~700m d'amplitude et 600km de longueur d'onde). Cet évènement se produit au moment où la température maximum de CP3 a diminuée suffisamment pour être égale à celle de CP1. Les panaches plus chauds montent plus rapidement sous la surface de la lithosphère et se refroidissent donc plus vite.

C _ Conclusions

Les topographies obtenues grâce aux modèles viscoélastiques possédant une surface libre sont plus réalistes que celles obtenues par des calculs d'isostasie locale mais l'écoulement sous-jacent n'est pas modifié par la présence de la surface libre. Cela est peut être lié à la taille du panache (rayon <100km).
La présence de l'anomalie thermique en profondeur se reflète dans la topographie dès le début du modèle (t < 0.5 Ma) par un bombement de longueur d'onde importante.
Le maximum de topographie se produit lorsque le panache atteint la base de la lithosphère. L'amplitude maximum de la topographie dépend de la vitesse de Stokes (i.e de la température du panache) mais la longueur d'onde du bombement topographique ne correspond pas à la taille de l'anomalie thermique mais dépend de la résistance de la lithosphère i.e. de son épaisseur élastique dans un premier temps et de son temps caractéristique de relaxation visqueuse par la suite. Pour cette raison, le bombement initial est plus large que le bombement à la fin de l'épanchement.

Après le pic de hauteur topographique, le bombement s'élargit mais cet élargissement signe à la fois l'effet de la relaxation visqueuse de la flexure élastique de la lithosphère et celui de l'étalement du panache.
La relaxation viscoélastique de la topographie du bombement suggère donc qu'il est difficile d'utiliser les données topographiques pour contraindre directement le flux des panaches actuels.

L'utilisation de modèles viscoélastiques ne prédit pas d'effet de surrection à petites longueurs d'ondes du à la formation d'instabilités RT secondaires à l'étalement d'un panache. Cela va à l'encontre de l'explication des zones de surrection sur les marges de la Norvège et de l'Ecosse proposée par [Van der Beek and Rohrman, 1996].

Il faut cependant insisté sur le fait que la lithosphère de nos modèles ne permet pas de localiser la déformation et que le fait que les modèles ne prédisent pas de topographie liée à ces instabilités est sûrement un artéfact car [Burov and Guillou-Frottier, 2004] montrent clairement qu'avec des rhéologies localisante (e.g. plasticité) ces longueurs d'ondes peuvent aisément se développer.

3 _ Résultats de la série continent

A _ Effet de la position du panache par rapport à la marge cratonique

Avec le profil de température et de densité établi pour le craton et la lithosphère normale, le niveau topographique de base se situe à 800m d'altitude pour les cratons et -400m d'altitude pour la lithosphère normale. Toute déviation de ces profils d'équilibres est due à la présence de l'anomalie thermique. Le panache utilisé pour cette série de calculs a les mêmes caractéristiques que le panache du calcul CP1.
La présence de la marge entre le craton et la lithosphère normale induit une instabilité au niveau de la bordure du craton. Ce type d'instabilité est produite par un écoulement horaire qui remonte le long de la marge et érode la lithosphère la plus mince. Elle est du même type que les instabilités convectives modélisées par exemple par [Royden and Keen, 1980] pour expliquer l'amincissement lithosphérique sous les rifts continentaux. Il aussi notable que cet écoulement de coin ne tourne pas dans le même sens que l'EDC calculé par [King and Anderson, 1998] en bordure de craton, ceci est très probablement dû au fait que l'isotherme 1300° de la lithosphère épaissie dans nos expériences numériques n'atteint pas 350km de profondeur mais seulement 250 km. En effet en bordure de panache, là où le contraste de température est important jusqu'à 300km de profondeur, une EDC tournant dans le même sens que [King and Anderson, 1998] se met en place.
Lorsque le panache est situé à 400 km de la bordure du craton (Figure 56), il est hors de portée de l'instabilité froide et les deux phénomènes n'interagissent pas durant les premiers temps jusqu'à ~6Ma.
A partir de ce moment :
- la présence de l'instabilité de bordure de craton, tend à augmenter la largeur de l'épanchement du panache situé sous la lithosphère épaisse en l'entraînant à l'intérieure du courant froid. La couche chaude étant plus mince que pour un étalement normal, aucune instabilité ne se développe car taux de croissance de l'instabilité plus petit et la résolution numérique sans trop faible (cf. benchmarks partie précédente).
- L'instabilité de bordure de craton devient plus importante car elle se mélange avec les courants descendant créés par le panache.

Dans le modèle continent 5, la largeur d'épanchement, la topographie et le flux de chaleur lié au panache sont tout à fait similaires aux observations des calculs préliminaires.

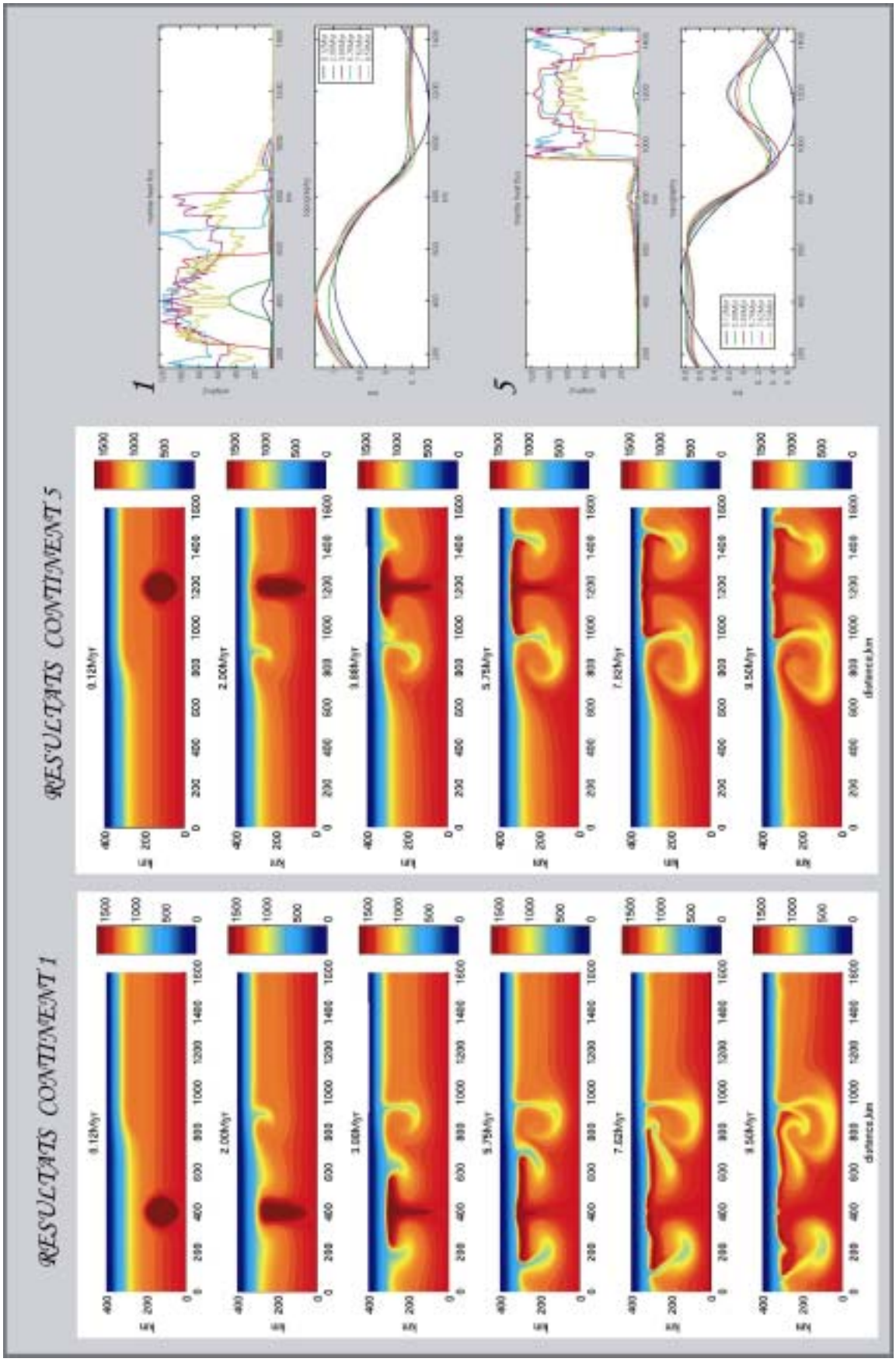


Figure 56

Résultats (température) pour les modèles Continent1 (à gauche) et Continent5 (à droite) dans lesquels le panache est situé à 400 km de la marge entre le craton et la lithosphère normale. Le flux thermique mantellique et la topographie de ces deux modèles sont représentés à droite de la figure. Le maximum de flux est de l'ordre de 120 mW/m^2
Dans le cas où le panache est situé sous la lithosphère normale, il n'interagit pas avec l'instabilité de bordure de craton.
Dans le cas où le panache est situé sous le craton, l'instabilité de bordure de craton augmente l'étalement du panache et empêche les instabilités secondaires de se former.

Dans le cas d'un panache, situé à une distance comparable à sa taille (1.5 x a), de la bordure du craton, l'épanchement du panache sous la lithosphère est fortement influencé par l'instabilité de bordure du craton. Dès le début de sa remonté vers la surface, le panache est dévié vers la lithosphère amincie sous l'effet des courants secondaires créés par l'instabilité froide.

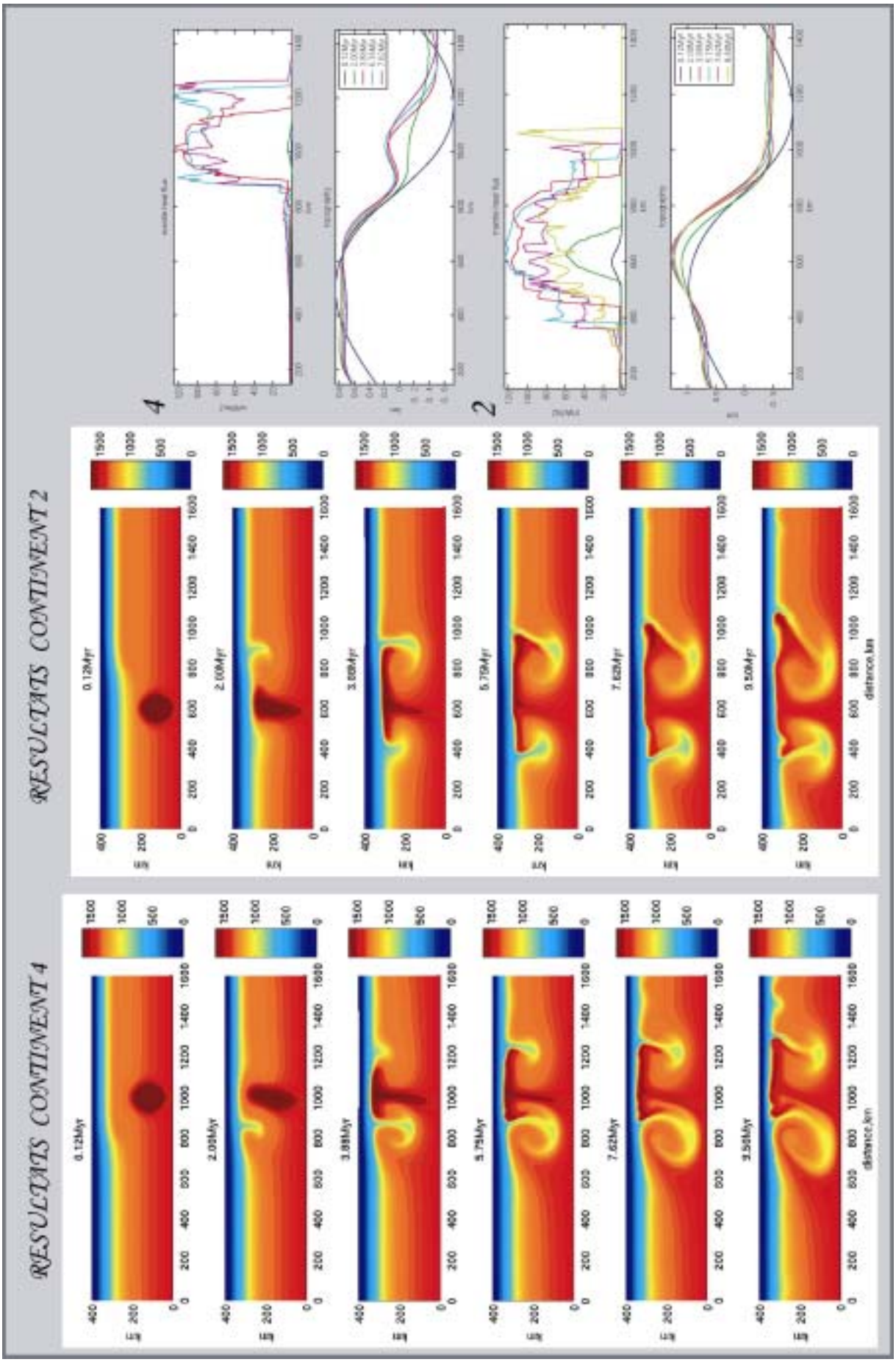
Lorsque le panache est situé du coté du craton, la distance horizontale, parcourue par l'épanchement, est augmentée par la présence de l'instabilité (800 km vs 600 km dans CP1). Cette augmentation est tout de même plus faible que dans le calcul Continent1 (1000km d'épanchement) et permet donc de développer une instabilité secondaire de type diapir. Cette instabilité, comme celles observées dans les calculs préliminaires, se marque dans le flux de chaleur mantellique mais n'a aucune influence sur la topographie (NB : cela peut encore être un artefact lié aux simplifications rhéologiques)
Lorsque le panache est situé sous la lithosphère mince à 200 km de la marge du craton, la largeur de l'épanchement est réduite comparée à celle de CP1 (400 km) et devient complètement asymétrique. La présence du panache n'influence pas du tout la stabilité du craton mais induit à sa bordure une traction vers le bas.

Dans les deux cas, les mouvements verticaux liés à la remontée du panache sont du même ordre de grandeur que dans le cas CP1.

Une autre observation intéressante concerne l'évolution de la topographie au niveau du craton et au niveau de la lithosphère normale. Tous les profils topographiques montrent que lorsque le panache s'épanche sous une lithosphère normale la topographie passe par un maximum et diminue rapidement (1Ma) pour atteindre un état stationnaire alors que dans les cas où le panache arrive sous la lithosphère cratonique, le temps de réponse de la topographie à la présence du panache est plus long.

Figure 57

Résultats (Température) des modèles Continent2 (à droite) et Continent4 (à gauche). L'évolution du flux thermique mantellique et de la topographie est représentée à droite de la figure pour les deux modèles.
Dans ce cas, le panache interagit avec l'instabilité de bordure de craton dès les premiers pas de calcul. Cela se marque dans le champ thermique par une dérive vers la lithosphère normale de l'apex du panache.


RESULTATS CONTINENT 4
RESULTATS CONTINENT 2
4
2
distance,km

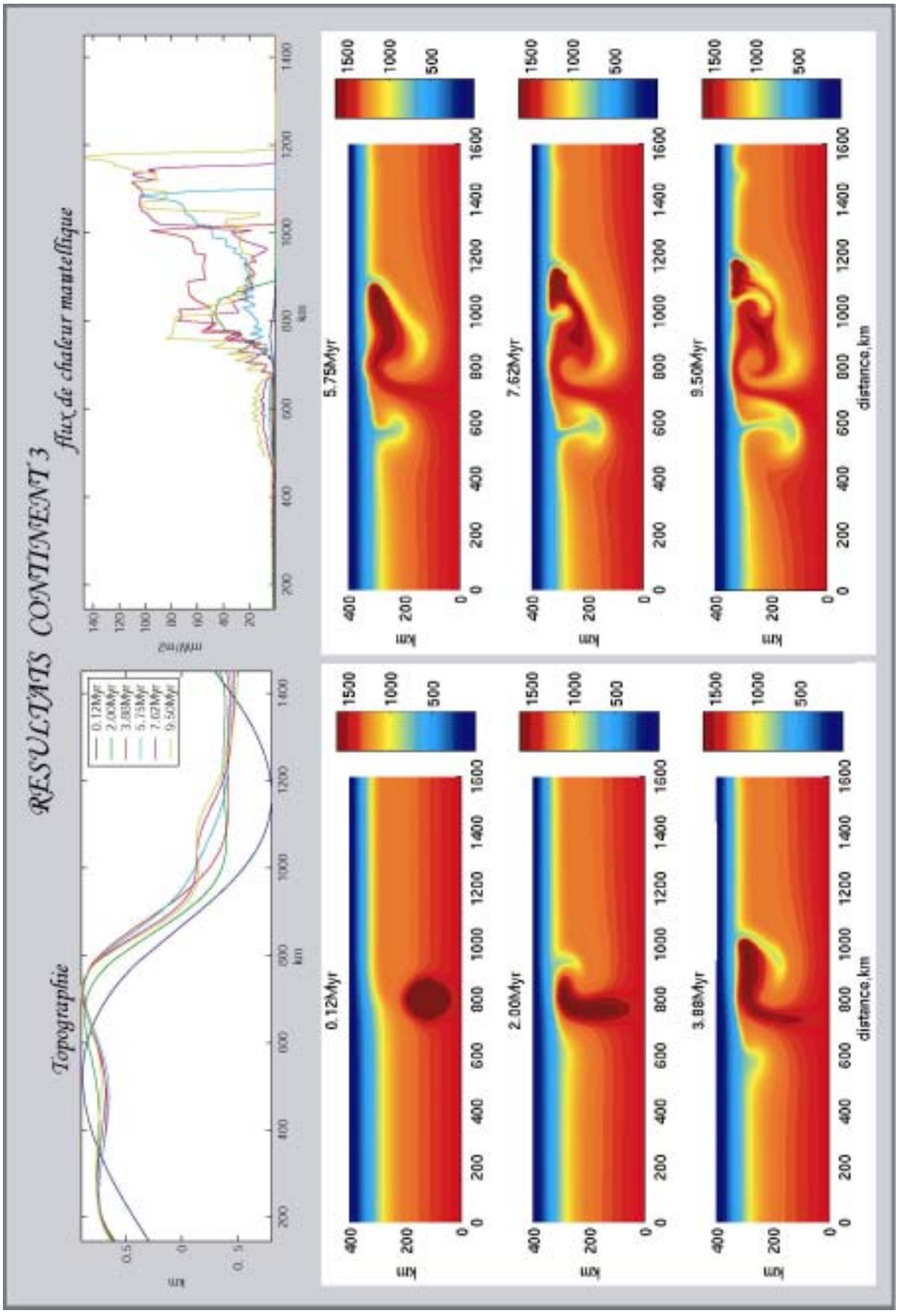

RESULTATS CONTINENT 3
Topographie
flux de chaleur mantellique
0.12Myr
2.00Myr
3.88Myr
5.75Myr
7.62Myr
9.50Myr
km
mW/m2
distance,km

Figure 58

Résultats du modèle Continent3 en termes d'évolution de la topographie (en haut à gauche), de flux de chaleur mantellique (en haut à droite) et de température en bas.
Le panache est entraîné dans le courant convectif instable de la marge du craton. Il s'étale en érodant la base de la lithosphère normale.
On peut voir la trace de l'érosion par la propagation du bombement topographique en surface. Lorsqu'il atteint une distance d'environ 300 km, l'étalement cesse et une instabilité RT de type diapir, se met en place à courte longueur d'onde.
Cet étalement en deux temps se marque par deux évènements thermiques distincts.

Dans le cas où le panache est initialement placé à l'aplomb du changement de lithosphère, l'écoulement du panache sous la lithosphère est très asymétrique. Le panache tout entier s'enroule à l'intérieur de l'instabilité de bordure de craton et « tourne » littéralement dans la direction de la lithosphère normale en l'érodant mécaniquement par sa base. Le contraste thermique engendré par la trace verticale le long de la bordure du craton engendre une EDC « normale » qui tend à approfondir l'isotherme 1300°C localement (Figure 58). Les variations de topographie liées à la présence du panache (Figure 56) sont très faibles (200m sur le craton) en comparaison avec celles obtenues pour le modèle CP1. Cependant, elles marquent légèrement la propagation du panache vers la lithosphère mince. A partir de 6Ma, lorsque la propagation s'arrête, un diapir se forme à l'extrémité de l'anomalie chaude et induit un soulèvement topographique bien marqué dans la topographie où l'on voit un dôme secondaire de 300 m d'altitude et d'une longueur d'onde de 200km se former au coin du craton.
La mise en place de ce diapir cause un second pic de flux de chaleur d'une intensité beaucoup plus importante (150mW/m^2) que celui causé par l'arrivée du panache sous la lithosphère (80mW/ m^2). Ce diapir est placé à 700 km de la bordure « remaniée » du craton et se produit 6 Ma après l'arrivée du panache.
Un autre résultats surprenant de ce modèle est la courbe de refroidissement du panache (Figure 59 en bas à droite modèle marge 2). Elle indique clairement que durant l'étalement sous la lithosphère, le panache ne se refroidit pas même après 10 Ma. Cela explique pourquoi, contrairement aux observations faites dans tous les autres modèles, le diapir secondaire se marque dans la topographie.

B _ Effet de la température et de la taille du panache

Dans tous les cas, un diapir secondaire se forme à 300km de la bordure initiale du craton.

Les taux de refroidissement (Figure 59) indiquent tous que l'interaction entre l'instabilité de bordure de craton et le panache induit une forte diminution du taux de refroidissement du panache lors de l'épanchement. Pour des panaches de petites tailles, le refroidissement par conduction est rapide dans les stades initiaux, mais diminue fortement une fois que les deux instabilités se couplent. Dans le cas d'un panache de plus gros volume, le couplage est instantané et le taux de refroidissement quasi nul.

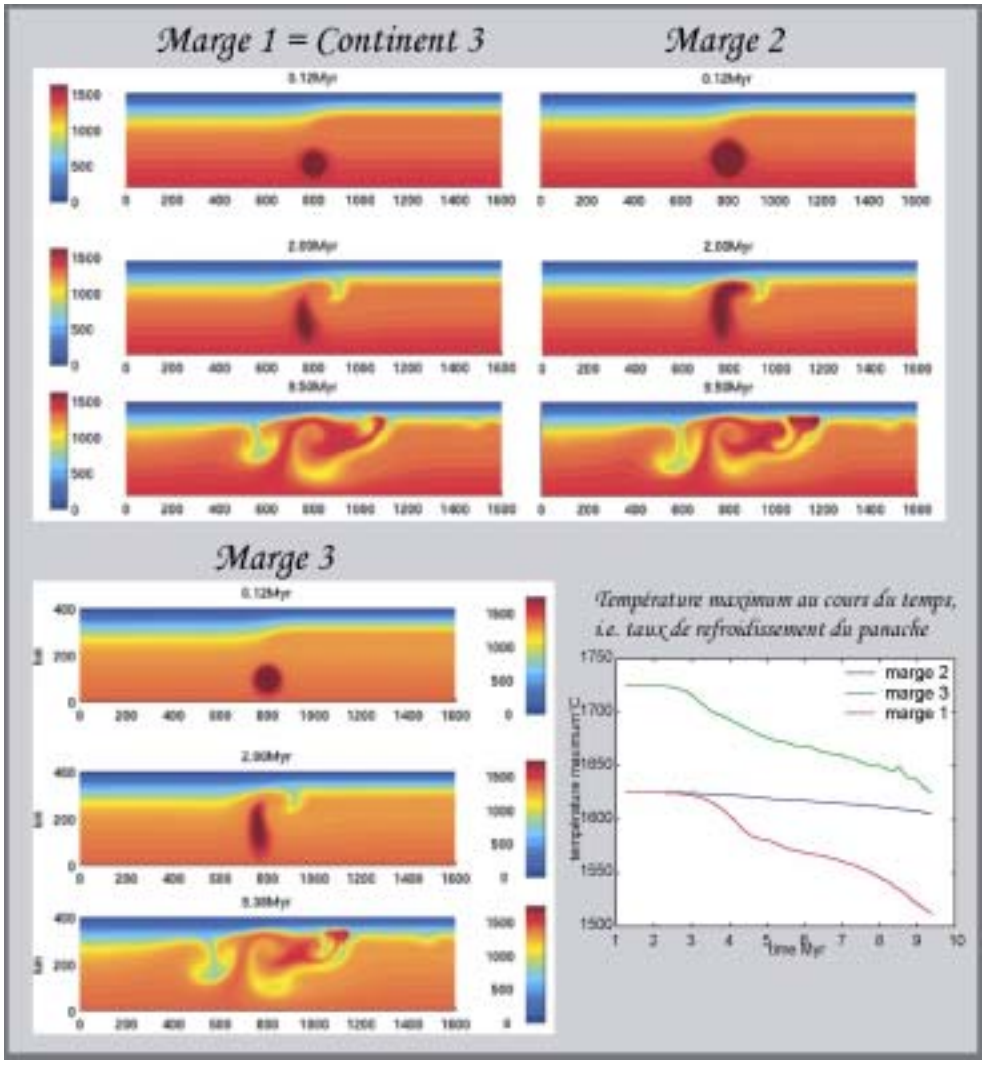


Figure 59

Les trois panaches présentés ici diffèrent par leur taille et leur température.

4 _ Conclusions et perspectives

Conclusion de l'étude :

Si les panaches sont situés à plus de 400 km de la bordure du craton, l'instabilité de bordure de craton et le panache se comporte comme deux phénomènes distincts.
Dans tout les autre cas, la remontée du panache est affectée, dès les stades initiaux, par une dérive latérale tendant à les repousser vers la lithosphère normale. L'épanchement devient asymétrique.
Il tend à s'élargir, dans le cas où le panache est initialement situé sous le craton, ou à se réduire, dans le cas où le panache est initialement situé sous la lithosphère normale.
Le minimum d'épanchement est atteint lorsque le panache est initialement situé exactement à l'aplomb de la bordure. Il se réduit alors de moitié (300 km) par rapport aux calculs préliminaires qui prévoient un épanchement de 600 km.

Le maximum d'épanchement est atteint pour un panache situé à 350- 400 km de la bordure où l'on obtient un épanchement de 1000km.

Plus l'épanchement est important, plus l'épaisseur de la couche est faible et plus le refroidissement par diffusion thermique est favorisé.
Pour des épanchements « normaux », les instabilités secondaires affectent le flux de chaleur mais ne sont pas suffisamment chaudes pour affecter la topographie.

Seul les modèles pour lesquels le panache est situé à l'aplomb de la bordure du craton permettent de limiter le refroidissement de l'écoulement de manière à ce que les instabilités gravitaires secondaires puissent affecter la topographie.

Conclusion sur l'impact de l'utilisation d'une rhéologie viscoélastique :

L'utilisation d'une rhéologie viscoélastique en association avec une vraie surface libre permet de modéliser des topographies beaucoup plus réalistes que celles issues de calcul d'isostasie locale.

Les calculs préliminaires ont montré clairement qu'il n'est pas possible d'utiliser directement les données topographiques pour contraindre le *buoyancy flux* car le rapport entre la forme de la topographie et la forme du panache varie avec le temps.

Un autre avantage, numérique cette fois, de cette rhéologie est qu'il n'est pas nécessaire d'imposer des limites de viscosité (*cut-off*), l'élasticité s'en charge !

Perspectives :

Pour pouvoir réellement valider cette étude, il faudrait :

- Raffiner le maillage dans la lithosphère de manière :
    - à pouvoir introduire la croûte dans le modèle
    - à pouvoir calculer des contraintes significatives
- Utiliser une viscosité plus réaliste pour pouvoir localiser la déformation
- Comparer avec des données géologiques comme par exemple celle de la marge du Groenland.

Il serait aussi intéressant de conduire les mêmes calculs en 3 dimensions une fois que le problème du *solver* sera règlé.

CHAPITRE VII
Conclusions et perspectives de développement numériques

Conclusion des études théoriques :

- A l'échelle de la croûte et de la lithosphère :

La rhéologie de la croûte est un paramètre clef pour la cinématique et la géométrie des rifts même à l'échelle lithosphérique. En changeant la répartition et l'épaisseur de couches plus ou moins réfractaires à la température, les trois principaux types de rifts en terme de symétrie de la déformation à l'échelle crustale et lithosphérique ont pu être obtenus *(1- cisaillement simple à l'échelle de la lithosphère, 2 - cisaillement pur à l'échelle de la lithosphère, 3- cisaillement simple dans la croûte et pur dans le manteau* [Le Pourhiet et al., 2003b]*)*. Les différences morphologiques, entre ces rifts, ne sont donc pas forcément reliées au moteur du rifting mais peuvent être obtenues avec les mêmes conditions limites (températures dans le manteau et vitesse d'extension) en tenant compte des caractéristiques de la croûte

Dans certains cas (lorsque la croûte et la lithosphère sont relativement bien découplées mécaniquement), les maxima de déformation crustale et lithosphérique peuvent aussi être significativement décalés sans pour autant impliquer un mode de déformation en cisaillement simple dans aucune des deux couches.

Les modèles ont aussi montré que la présence d'une croûte inférieure très réfractaire favorise l'occurrence de zone de cisaillement à l'échelle lithosphérique et mais que l'asymétrisation de la déformation à cette échelle est contrôlée par la rhéologie de la croûte moyenne, c'est à dire l'existence ou non à mi-croûte d'un niveau de décollement.

La présence de plusieurs couches compétentes dans la croûte peut provoquer une subsidence polyphasée car leur amincissement peut être décalé dans le temps.

- A l'échelle du manteau supérieur :

L'étude réalisée avec paravoz a montré que si un gradient fort existe entre l'extension dans la lithosphère et la divergence des courants dans le manteau supérieur, une instabilité convective se met en place à la base de la lithosphère et provoque une surrection sans qu'il soit nécessaire de supposer d'anomalie thermique positive dans les conditions initiales du modèle.

Les calculs réalisés avec le nouveau code FEM [Le Pourhiet et al., 2004c], ont aussi montré que si une anomalie thermique mantellique importante existe, la localisation de la déformation en surface, et même à la base de la lithosphère, est contrôlée par la géométrie de la lithosphère qui va rediriger le panache vers l'extérieur du craton et éventuellement provoquer un étalement asymétrique du panache.

En s'étalant, le panache érode thermiquement et mécaniquement la base de la lithosphère mais les modèles ont montré que l'érosion mécanique est généralement la plus importante. Cette érosion mécanique associée à l'étalement provoque la formation d'instabilités Rayleigh-Taylor secondaires aux frontières latérales entre la tête du panache et la lithosphère (*drippings*), si l'épaisseur de la couche anormalement chaude reste assez importante. Ces instabilités secondaires provoquent une deuxième phase de surrection environ 6Ma après l'impact de la tête du panache avec la lithosphère. Elle se marque par un deuxième événement thermique qui peut être plus important que le premier. En effet, au moment de la formation des instabilités secondaires, la lithosphère, déjà érodée mécaniquement, est significativement moins résistante qu'au début de l'étalement.

Les deux parties de cette étude ont montré que la lithosphère impose sa marque mécanique sur les longueurs d'ondes topographiques mesurées grâce aux processus de relaxation viscoélastique et localisation de la déformation. En effet, les premiers bombements se forment bien avant la mise en place du panache à la base de la lithosphère et la longueur d'onde de ce bombement initiale dépend de la résistance élastique de la lithosphère et non de la largeur de la tête du panache. Avec le temps, et la relaxation viscoélastique, la topographie est de plus en plus contrôlée par la largeur d'étalement du panache. Cependant, même après 10 Ma, la topographie de la surface libre n'est toujours pas identique à celle calculée par isostasie locale.
Comme les anomalies du géoïde constituent encore l'un des types de données les plus utilisées pour contraindre les processus mantelliques, la prise en compte d'une lithosphère viscoélastique dans les études géodynamiques globales est cruciale. La prise en compte de lithosphères continentales réalistes (possédant une croûte stratifiée et une rhéologie réaliste capable de localiser la déformation) est aussi très importante car ce sont ces paramètres qui, en contrôlant la distribution de failles et leur fonctionnement, forment la base des observations de terrain (géologie structurale, sédimentologie / géodesie/ GPS). L'implémentation de loi rhéologique localisant de déformation (fragile etc) dans les modèles numériques est donc primordiale.

Conclusion et perspectives en terme de développement numérique :

Le nouveau code FEM, fonctionne et a montré son efficacité pour les simulations bidimensionnelles. La version 3D s'avère consommer énormément de mémoire vive, il faudra donc recourir à l'avenir à des algorithmes d'inversion matricielle plus efficaces en terme de *desparsing* de la matrice de rigidité globale (N.B., Il n'est pas question de développer ces algorithmes mais de rechecher dans les bibliothèques mathématiques existantes des routines numériques appropriées à la forme de notre matrice de rigidité globale)

L'autre défi est d'implémenter une loi de comportement localisant la déformation de manière réaliste (Mohr-Coulomb) dans ce code implicite. Cette implémentation apparaît comme nécessaire au vu des résultats de l'étude théorique. Une rhéologie visco-élasto-plastique entièrement consistante a déjà été dérivée et implémentée en 2D mais les résultats sont pour l'instant insuffisants du point de vu de la vitesse d'exécution [Le Pourhiet et al., 2004b]. Pour converger, cette loi fortement non-linéaire nécessite de très petits pas de temps qui s'avèrent peu compatibles avec l'utilisation d'une méthode implicite.
Une méthode itérative a été introduite mais elle n'améliore pas réellement le temps d'exécution et ne permet pas forcément de converger pour des pas de temps géodynamiquement intéressant. La stratégie actuelle consiste à réaliser une étude au point d'intégration de manière à caractériser sous la forme d'un paramètre adimensionné, la quantité de *softening* intrinsèque lié à l'utilisation de la rhéologie de Mohr Coulomb non associée. Ceci devrait permettre de prédire plus précisément l'état de contraintes à l'initiation de la plasticité, car c'est à ce pas de calcul que se concentrent tous les problèmes de convergence.

A plus long terme, il faudra envisager de le paralléliser et d'implémenter un remaillage correct (les fonctions d'interpolation quadratiques devraient permettre d'interpoler les contraintes très facilement), des changements de phase, et les processus de surface si l'on veut faire de ce code, d'abord écrit dans un but «*éducatif* », un outil géodynamique satisfaisant.

De la théorie au terrain …

SECONDE PARTIE : Héritage structural à l'échelle lithosphérique et crustale : Cas du golfe de Corinthe

CHAPITRE I Contexte géologique du golfe de Corinthe

L'approche menée dans le cadre de l'étude du golfe de Corinthe diffère de l'approche générale suivie en modélisation géodynamique. Il s'agit maintenant de revenir aux données et aux contraintes géologiques pesant sur le problème mécanique. Le golfe de Corinthe étant une structure récente, au centre d'un domaine géologiquement complexe, la mer Egée, il est nécessaire de s'attarder sur les données géologiques et géophysiques disponibles avant de commencer tout travail de modélisation. Ce premier chapitre commence par une description de la cinématique régionale et par un bref résumé des de l'histoire orogénique alpine de la région Egéenne. L'apport des données géophysiques sur la connaissance de la structure profonde de l'Egée sera ensuite discuté avant de recentrer la discussion sur le golfe de Corinthe.

1 _ Cinématique actuelle de la région Egéenne

La région Egéenne se situe dans la partie orientale de la Méditerranée. Située à la limite de quatre plaques tectoniques (Figure 60 A), cette région se déforme de manière plus ou moins distribuée depuis le début de l'orogenèse alpine sous l'influence des grands blocs qui la bordent. L'Eurasie et l'Afrique qui convergent selon une direction nord/sud, l'Arabie remonte vers le nord et l'Anatolie subit une extrusion vers l'ouest relativement à l'Europe.

Les plaques Afrique et Europe convergent à une vitesse comprise entre 10 et 15mm/an, mais la géométrie de la limite de plaque étant fort complexe, on y observe des régimes de déformation s'étendant de la collision continentale (dans les Alpes, les Hellénides et les Dinarides), à la subduction océanique (arc hellénique). La vitesse de subduction au niveau de la Fosse Hellénique est de 40 à 50 mm/an (Figure 60 A) soit 30mm/an de plus que la vitesse de convergence. Cette différence est attribuée selon les auteurs à l'extrusion de l'Anatolie [Le Pichon et al.,1993; Mc Kenzie, 1972; Jackson et al.,1994 ;Le Pichon et al.,1995] ou au retrait du *slab* océanique [Gautier et al., 1999; Jolivet et al., 1994; Jolivet and Faccenna, 2000; Jolivet et al., 1999]. Le gradient de vitesse brutal, séparant les zones de collision de l'arc Egéen, est accommodé actuellement sur la faille de Céphalonie par un cisaillement dextre actif depuis 1,5 Ma [Cocard et al., 1999].

Le mouvement relatif vers l'ouest de l'Anatolie par rapport à l'Europe est très localisé au nord, le long de la Faille Nord Anatolienne (NAF ; Figure 60C), et distribué partout ailleurs en Egée par un cisaillement dextre à grande échelle [Tayzman et al., 1991].

Cinématiquement la Grèce continentale correspond donc actuellement à une grande zone de transfert entre deux segments décrochants : La NAF et la Faille de Céphalonie tandis que le Péloponnèse subit une rotation horaire mise en évidence par la microtectonique [Le Pichon and Angelier, 1979] et le paléomagnétisme [Duermeijer et al., 2000]. Cependant, les mesures GPS [Mc Clusky et al., 2000] indiquent, clairement, que l'Egée et la plaque Anatolienne ne se comportent pas comme des blocs rigides, ce qui explique pourquoi le Péloponnèse subit une rotation horaire par rapport à l'Europe fixe et anti-horaire par rapport à la Grèce continentale fixe [Briole et al., 1999]. Comme l'Egée ne peut pas être considérée comme une plaque rigide, l'utilisation de modèles cinématiques simples pour comprendre la géodynamique régionale s'y avère dangereuse.

La compréhension complète de la néotectonique de l'arc égéen et donc, du golfe de Corinthe, doit passer par l'utilisation de modèles mécaniques prenant en compte l'héritage structural complexe de l'histoire alpine de la région. C'est ce que nous avons essayé de faire, en s'attachant d'abord, à

trouver les structures orogéniques pouvant produire un contrôle sur la cinématique des failles néotectoniques.

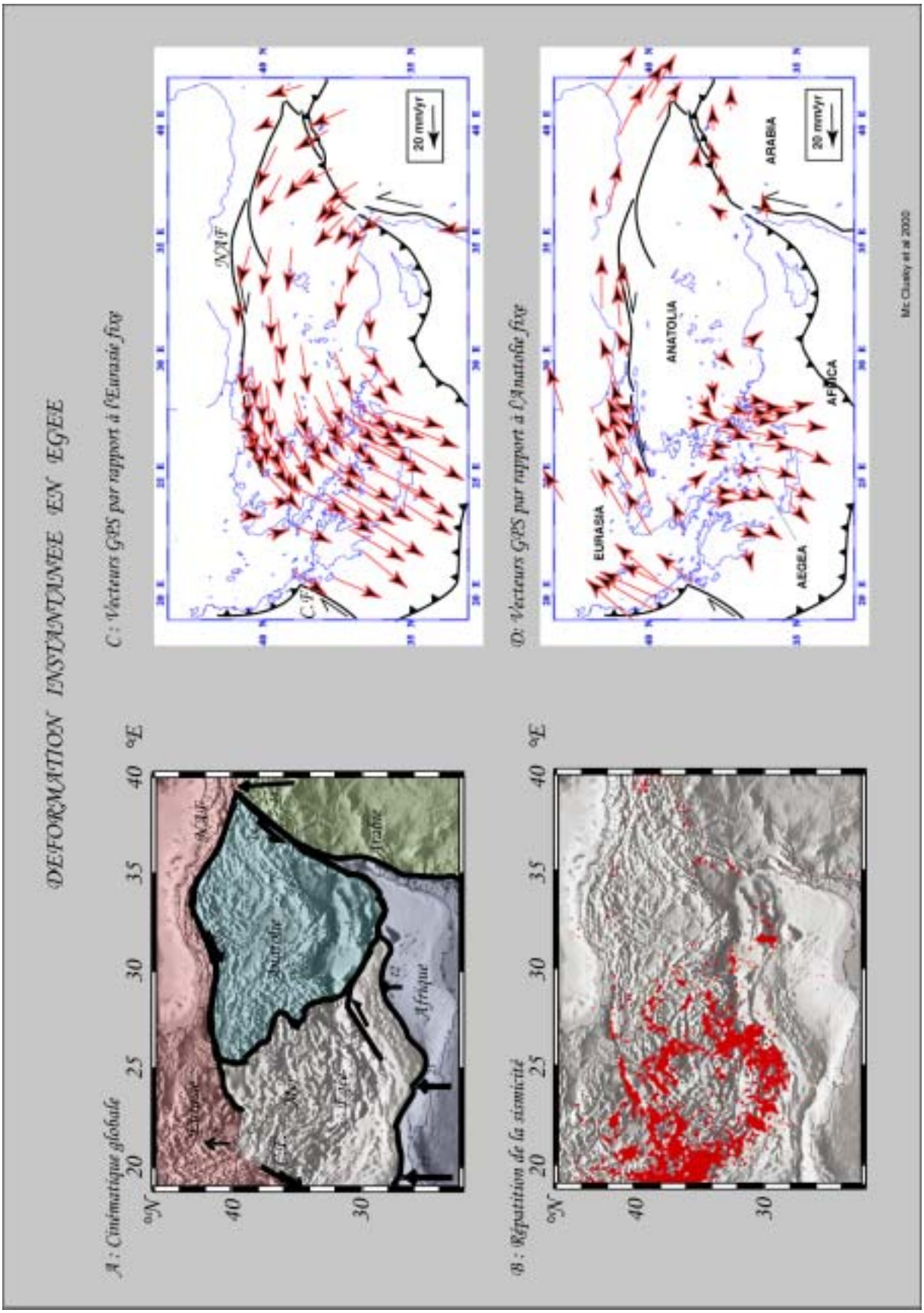


Figure 60
Déformation instantanée en Egée : A : Carte de la Méditerranée Orientale mettant en évidence les limites de plaques et les vitesses (cinématique globale) à leurs limites. L'Eurasie, l'Anatolie, l'Arabie et l'Afrique peuvent être considérées comme des blocs « rigides » alors que l'Egée ne peut pas être considéré comme une micro-plaque au sens classique (i.e. sans déformation interne) de la tectonique des plaques.
B : La micro-sismicité, même si elle se concentre sur les limites de l'Egée, indique elle aussi que la déformation n'est pas vraiment localisée
C et D vecteurs GPS [Mc Clusky et al., 2000] représentés par rapport à l'Eurasie fixe montrent clairement l'extrusion de l'Anatolie de long de la Faille Nord Anatolienne. La représentation par rapport à l'Anatolie fixe met en évidence la déformation interne en Egée et dans le sud de L'Anatolie.

2 _ Histoire alpine

A _ Phase compressive

Les Hellénides font partie des chaînes alpines périméditerranéennes mises en place lors de la collision Afrique Eurasie depuis l'Eocène. On reconnaît classiquement 3 unités principales dans la chaîne des Hellénides: les zones externes, intermédiaires et internes. Elles sont décrites en plus amples détails dans l'encadré unités paléogéographiques des Hellénides.
Conformément à leur polarité, les charriages sont de plus en plus récents vers l'ouest : Eocène dans le Pinde et la zone Pélagonienne, fini Oligocène à Miocène dans le Gavroro et la zone Ionienne [Aubouin et al., 1970], le chevauchement de la zone Ionienne sur la zone Préapulienne s'est produit au Pliocène inférieur entre 4 et 5 Ma [Mercier et al., 1976].
Toutes ces nappes n'ont pas la même nature pétrologique. Chaque rampe met en contact des unités de différentes lithologies et permet de créer un contraste latéral de rhéologie.
On trouve à l'affleurement des roches métamorphiques présentant un faciès haute pression basse température (Figure 61) dans le massif du Rhodope, dans les îles des Cyclades, en Turquie et en Crète ([Bonneau and Kienast, 1982; Gautier et al., 1999]). Les minéraux correspondant au pic de pression dans ces roches (phase compressive) ont été datés et présentent des âges décroissants vers le sud indiquant le retrait du prisme de subduction vers le sud à partir du Miocène (25Ma).

B _ Extension (syn- et post-orogénique)

L'extension post-orogénique débute à 25 Ma au centre de la chaîne (mer Egée actuelle) ([Gautier et al., 1999; Jolivet et al., 1994; Jolivet and Faccenna, 1999]) et à 1.5Ma au niveau de la faille de Céphalonie [Cocard et al., 1999]. Le début de l'extension au centre de la chaîne correspond au début du retrait de la fosse vers le sud. Ce qui implique que le retrait de la fosse et l'extension en Égée sont liés soit par un processus d'extension arrière arc [Le Pichon and Angelier, 1979] soit par un écroulement gravitaire généralisé à la suite d'une transition d'un type de subduction andine (subduction continentale de l'Apulie) à un type de subduction type Mariannes (début de la subduction de la Mésogée [Jolivet and Faccenna, 2000; Jolivet et al., 1999])).
Cette extension laisse derrière elle une croûte continentale amincie d'épaisseur extrêmement hétérogène formant un bassin presque totalement immergé et parfois profond (2 km de profondeur d'eau en mer de Crête) : La mer Egée.

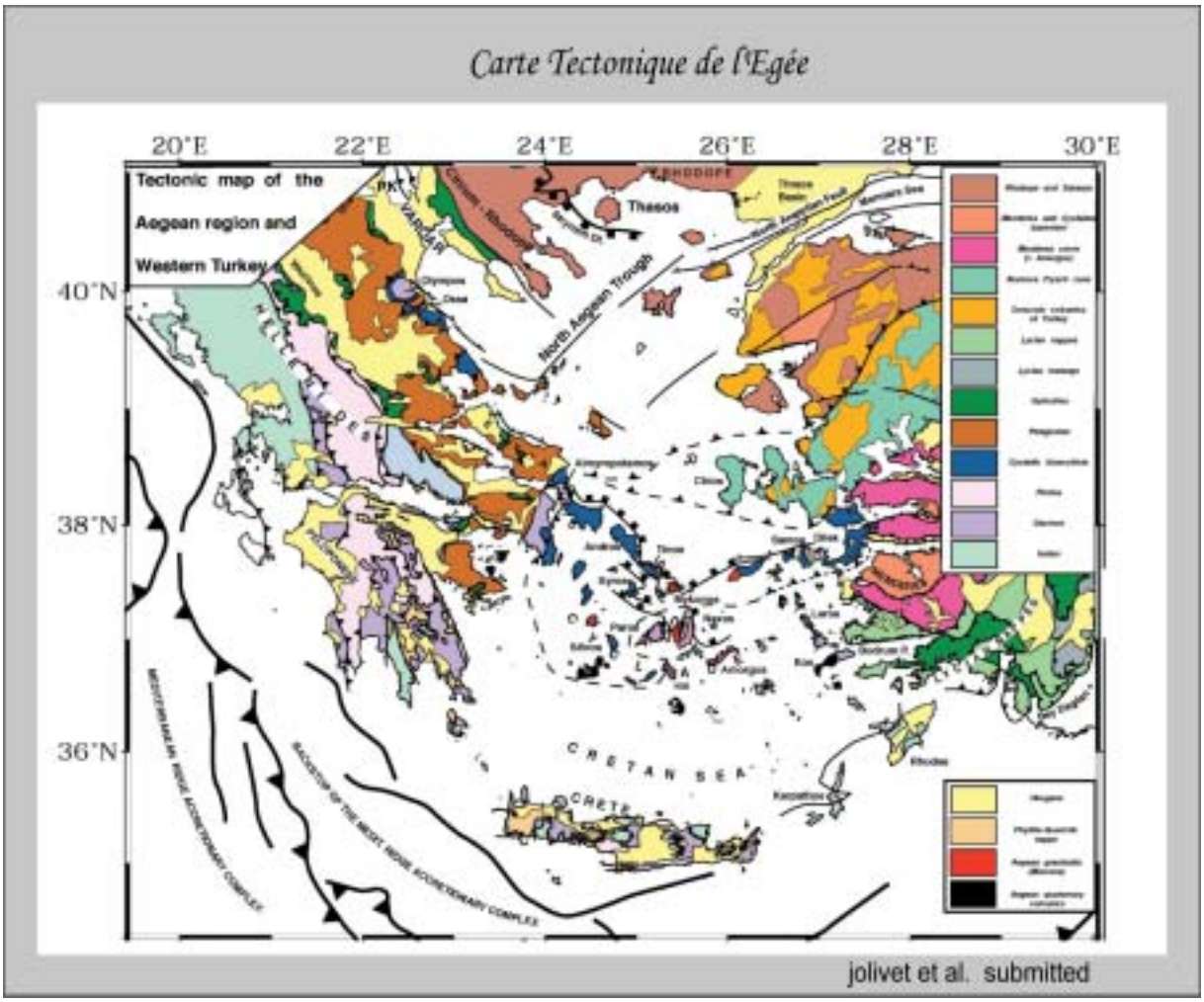


Figure 61

Carte géologique du domaine Egéen : Cette carte met en évidence à la fois, les structures alpines et leur évolution post-orogénique, et la néotectonique de l'arc égéen. Elle prouve l'importance des directions héritées. Les grabens localisant l'extension actuellement (en Eubée, dans le Rhodopes à Corinthe, en Turquie sont plus ou moins alignés sur les structures orogéniques. Il est aussi notable que l'extension active se localise à la fois en Turquie et en Grèce dans les zones où la croûte du domaine Egéen a gardé une certaine épaisseur.

Dans les Cyclades (Figure 61), une abondance de roches métamorphiques de faciès granulite à amphibolite (Haute Température Moyenne et Basse Pression) caractéristiques de l'extension post-orogénique et du rifting ont été exhumées le long de détachement pendant faiblement vers le nord. Les linéations d'extension et les sens de cisaillement sont bien contraintes sur ces failles normales à faible pendage indiquant un cisaillement simple dirigé N30 à N50 vers le nord [Gautier et al., 1999; Jolivet, 2001; Jolivet et al., 1994; Patriat, 1996].

Dans le Péloponnèse, il existe aussi des fenêtres tectoniques importantes. La limite entre les Phyllades de la zone Ionienne (métamorphisée dans le faciès schiste bleu) et la nappe du Gavroro (non-métamorphique) correspond à un fort gap de pression indiquant la présence d'un détachement Miocène syn-orogénique au sud du Péloponnèse [Trotet, 2000]. Une fenêtre existe aussi au sud du golfe de Corinthe mais elle n'a pas encore été datée. Dans cette fenêtre, la direction d'exhumation

indique une direction de cisaillement N30 à N50 [Ghorbal, 2002] semblable à celle enregistrée lors de l'événement syn-orogénique du sud du Péloponnèse [Trotet, 2000].

DESCRIPTION DES UNITES PALEOGEOGRAHIQUES DES HELLENIDES (voir Figure 61)

▪ Zones externes :

Le Préapulien constitue l'autochtone relatif du Péloponnèse. Il correspond à la marge de la Thétys dans sa partie Céphalonienne et, plus au sud du Péloponnèse, au talus du bassin océanique. Cette unité a subit un métamorphisme de faciès shistes verts.

Le Ionien constitue l'autochtone relatif de la Crète. Il est constitué d'une série évaporitique surmontée d'une série de calcaire qui s'épaissit vers les sud: les Plattenkalks. Cette série présente un gradient d'intensité du métamorphisme important depuis des faciès schistes bleus en Crète jusqu'à des faciès schistes verts voire une simple diagenèse au nord du Péloponnèse [Thiebault, 1982].

Le Gavroro est une nappe non métamorphique constituée de sédiments carbonatés de plate forme qui se sont déposés du Trias à l'Eocène supérieur. Elle est surmontée d'un flysch Eocène supérieur (Pribonien) à Miocène inférieur (Aquitanien).

La nappe des Phyllades correspond au flysch ionien pour sa partie inférieure et au soubassement Permo-Triasique de la nappe de Gavroro pour sa partie métamorphique. Elle a servi de niveau de décollement durant l'exhumation syn-orogénique au sud du Péloponnèse [Trotet, 2000].

▪ Zones intermédiaires :

Le Pinde : paléo-bassin profond sédimentation pélagique du Trias à l'Eocène entrecoupé d'épisodes terrigènes au Trias supérieur et à la limite Jurassique/Crétacé

Le Parnasse constituait un haut fond sur lequel s'est déposée une sédimentation néritique du Trias au Crétacé supérieur surmontée d'un flysch Eocène. [Celet, 1961]

C'est entre les unités intermédiaires et les zones internes que se situe la semelle ophiolitique.

▪ Zones internes :

La zone Pélagonienne qui constitue le centre de la chaîne, depuis écroulée. Elle affleure dans les Cyclades au nord de la Grèce continentale et au Rhodopes dans un faciès schistes bleus caractéristique du métamorphisme haute pression basse température des zones de convergences. L'âge de ce métamorphisme diminue vers le sud depuis 60-40Ma dans le Rhodopes, 45Ma dans les Cyclades et jusqu'à 20 Ma en Crête [Jolivet, 1997].

Plus au nord-est, on trouve les zones du Vadar et Serbo-Macédonienne qui n'interviennent pas dans le cadre de la présente étude.

3 _ Structure profonde de l'Égée actuelle

A _ Contraintes sismologiques

L'image tomographique [Spakman et al., 1988] (Figure 62 C-1) donne un aperçu de la géométrie du slab à grande échelle. Celui-ci plonge depuis la Crète jusqu'à une grande profondeur (600km) avec un pendage assez fort vers le nord. A son front, il existe une anomalie de vitesse négative indiquant une température assez élevée à la base de la croûte, ce qui suppose un gradient thermique fort dans la croûte.

En travaillant à une échelle lithosphérique (200 km de profondeur), [Tibéri, 2000] a permis d'observer la structure thermique (par analogie avec les vitesses des ondes sismiques) du manteau lithosphérique et de la croûte profonde du Péloponnèse et de l Grèce continentale avec plus de détails que ne le permettaient des études globales (Figure 62 C-2). On peut ainsi distinguer le *slab* africain à partir de 70 km de profondeur. Cela ne signifie pas qu'il n'est pas présent au-dessus, par contre, il est possible que l'anomalie de vitesse soit trop faible ou/et que le « slab » soit horizontal et non détectable par tomographie télé-sismique. Au nord du golfe de Corinthe le panneau plongeant africain a un pendage de 50° et une orientation nord-ouest/sud-est. La perturbation de vitesse due au « slab » est de 5%. Les séismes profonds (Figure 62 C-2) permettent d'avoir une vision tridimensionnelle de la géométrie du « slab ». On voit ainsi qu'il n'a pas le même azimut que le golfe de Corinthe.

B _ Flux de chaleur

Le flux de chaleur est un paramètre important pour la modélisation thermomécanique à l'échelle de la lithosphère. La Grèce est le lieu de forts contrastes topographiques. Ils induisent des circulations hydrothermales importantes qui biaisent localement les mesures du flux de chaleur terrestre (augmentation ou diminution,eg. [Husson and Moretti, 2002]). De plus, il n'existe pas de données précises sur le golfe de Corinthe même, car aucun puits assez profond pour s'affranchir des effets de surface n'a encore été foré.

Cependant, plusieurs études européennes menées dans le cadre de la recherche de nouvelles énergies après le choc pétrolier de 1974 ont permis la publication de carte de flux de chaleur notamment en Grèce. La carte présentée ici [Fytikas and Kolios, 1979], (Figure 62 A) indique un flux de surface moyen (entre 50 et 60mW/m²) au niveau des golfes de Patras et de Corinthe, ce qui est inhabituel pour un rift actif. Cependant, à l'est de l'isthme de Corinthe, le flux de chaleur est élevé et l'on peut noter la présence de fumerolles et de sources chaudes importantes. Cette anomalie ne semble pas génétiquement liée au golfe de Corinthe car elle se trouve dans la continuité d'une structure à plus grande échelle qui rejoint la Turquie en longeant le sud des Cyclades. Une autre anomalie positive (100mW/m²) est localisée au niveau du rift d'Evvia. Une comparaison rapide avec la carte de la topographie du Moho indique que les anomalies positives du flux de chaleur se situent bien dans les zones où la croûte continentale est amincie, mais pas dans toutes. On remarque que les grabens actifs d'Evvia et de Corinthe ne présentent aucune anomalie. Cela peut être lié à deux phénomènes : d'une part la lenteur du transport par conduction de la chaleur et d'autre part les phénomènes de *blanketing* [Lucazeau and Le Douaran, 1985] liés à la sédimentation syn-rift.

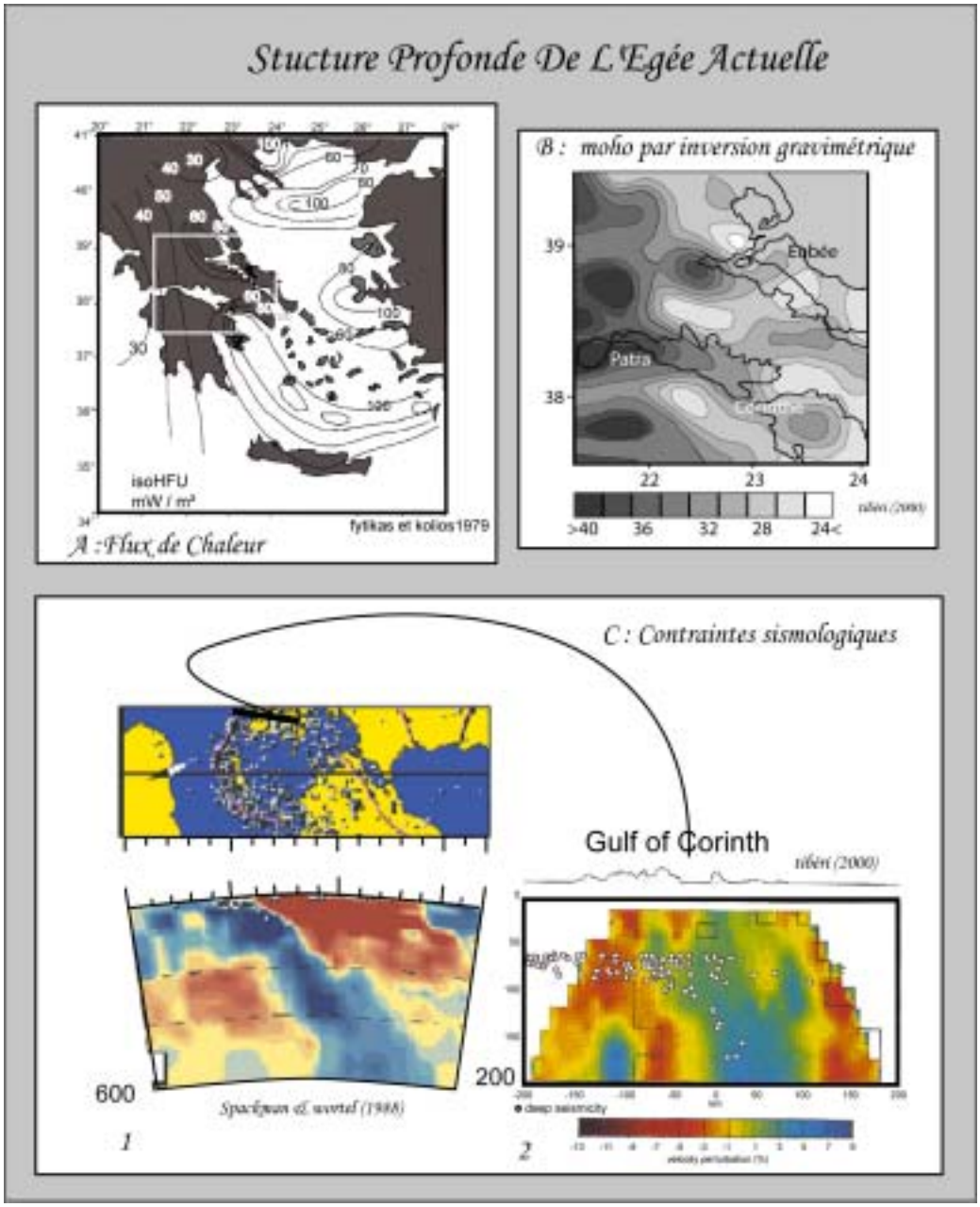


Figure 62

Structure profonde de l'Egée actuelle :

A : carte du flux de chaleur par [Fytikas and Kolios, 1979]. Cette carte à grande échelle reflète particulièrement bien les zones de tectonique active depuis plus de 3 Ma, avec des flux importants sous la mer de Crète à l'aplomb de l'extension arrière arc, au niveau du golfe d'Evvia et à l'ouest de l'anatolie. Mais aussi dans la zone de propagation de la NAF. On n'observe aucune anomalie chaude dans le Golfe de Corinthe ou dans ces équivalents turques.

B : Modèle gravimétrique de la profondeur du Moho dans la région de Corinthe [Tiberi et al., 2001] Cette carte basée sur une inversion de l'anomalie de Bouguer (Airy) indique :

Qu'il existe un gradient est-ouest important en terme d'épaisseur de la croûte en Grèce depuis des épaisseurs de plus de 40 km à l'ouest jusqu'à 25 km à l'est (voire aussi [Makris, 1978])

Que la croûte serait plus épaisse sous le golfe de Corinthe que sous les épaules du rift…

C-1 : Modèle tomographique indiquant en bleu le slab hellénique [Spakman et al., 1988]

C-2 : Modèle tomographique au niveau du golfe de Corinthe [Tibéri, 2000]

4 _ Le golfe de Corinthe

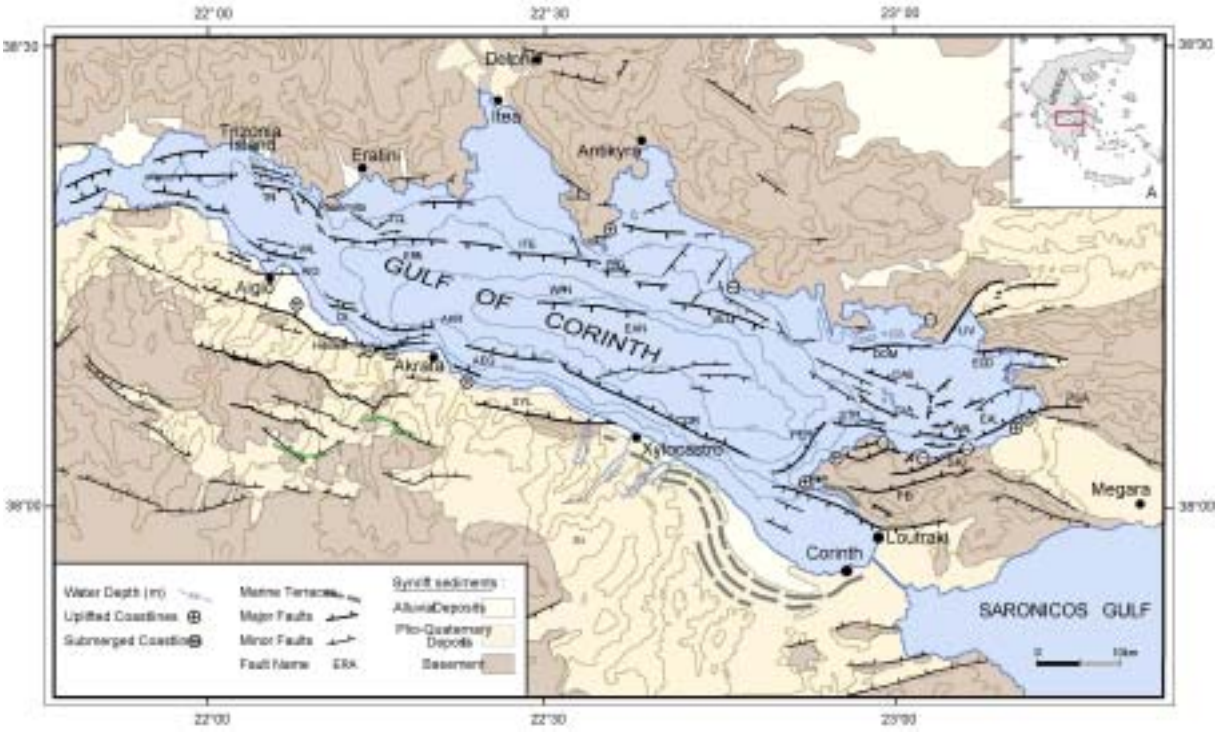


Figure 63

Carte topographique et structurale (néo-tectonique) du golfe de Corinthe reproduite de [Moretti et al., 2003]

Cette carte met en évidence le changement brutal de style structural au niveau d'Akrata. A l'ouest, l'espacement entre les failles est de l'ordre de 5-7 km, au centre, la sédimentation se fait dans un graben symétrique bordé de plusieurs failles. Au niveau de Corinthe, le style change et le nombre de failles augmentent à nouveau.

Le golfe de Corinthe (Figure 63) se situe entre le Péloponnèse et la Grèce continentale sur la « plaque » Egéenne. L'azimut du golfe est approximativement N130 alors que les failles majeures sont orientées N100-110 et que l'extension est clairement nord-sud. Le golfe est plus large à l'ouest (40 km à Corinthe) qu'à l'est (quelques kilomètres à Rio). La tranche d'eau s'approfondit vers l'est de 70 m à Rio, 400 m à Aigion , 800m à Akrata puis reste constante jusqu'à la hauteur de la ville de Corinthe. L'épaisseur de sédiment dans le bassin augmente aussi d'ouest en est depuis 1.5km à Akrata jusqu'à 2.4km à Xylocastro [Clément, 2000]. [Flotté, 2002] propose que cet approfondissement soit lié à la diminution de l'épaisseur de la croûte, et non à la quantité d'amincissement durant le rifting Quaternaire.

A _ Sédimentation syn-rift

Sur la marge nord du golfe, les plus vieux dépôts syn-rift ont été évalué par corrélation de découpage séquentiel d'âge Pliocène [Lykousis et al., 1998]. Ce qui suggère que la marge était déjà en subsidence à cette époque. Mais l'extension du rift au sens strict, a débuté plus tôt, par le dépôt en alternance de conglomérats continentaux et de brèves incursions marines sur la marge sud qui sont datées paléontologiquement à 1,2Ma maximum [Malartre et al., 2004].

En surface, les rives du golfe présentent une asymétrie visible à tous les niveaux (Figure 63):

Sédimentaire :

Il existe des dépôts de conglomérats quaternaires au sud alors qu'au nord, ce sont les calcaires Mésozoïques qui sont souvent directement à l'affleurement, les dépôts quaternaires se limitant aux parties immergées du rift. On trouve cependant localement des sédiments de plage, soulevés d'une centaine de mètres par rapport au niveau marin actuel, et déposés en discordance sur les calcaires au niveau de la Baie d'Andréas (située dans une péninsule au sud-est de Delphes P sur la carte).

Tectonique :

La rive sud du golfe est découpée sur 30 km de large par une série de failles pendant vers le nord et cumulant beaucoup de déplacement vertical ce qui n'est pas le cas de la rive nord.

Après avoir subsidé, le flanc sud est donc globalement en surrection durant le Quaternaire supérieur alors que la position de la marge nord semble stable ou subside très lentement depuis le début du rifting. La surrection de la rive sud du golfe permet d'étudier la cinématique de la déformation plus précisément à l'aide des terrasses et plages soulevées par rapport aux lignes de rivage actuelles.
A Corinthe (ville), les terrasses les plus soulevées sont vieilles de 300 ka [Armijo et al., 1996] indiquant une surrection totale de 1.2 mm/an durant cette période. Lykousis et al. [Lykousis et al., 1998] ont travaillé en mouvement relatif entre les deux marges du rift et ont mis en évidence un mouvement différentiel vertical de 10 mm/an.

Les mouvements verticaux disponibles dans la bibliographie indiquent que durant les derniers 300ka 1.2mm/an de rejets vertical a été observé sur la faille de Xylocastro [Armijo et al., 1996], un taux comparable (1.5mm/an) a été mesuré sur la faille d'Héliké [Stewart and Vita-Finzi, 1996] mais des mesures faites à plus court terme (125 ka ; [De Martini et al., 2002]) indique 2.6 mm/an ce qui semble indiqué une accélération du rejet vertical de la faille. La faille d'Aigion indique une surrection totale de 4mm/an [Ghisetti et al., 2001] dans laquelle il ne faut pas oublier la part de surrection régionale du Péloponnèse.

Selon [Collier et al., 1992] qui considère que les terrasses marines de Xylocastro sont situées sur le *hangingwall* de la faille, celle ci est d'au moins 0.4mm/an. [Armijo et al., 1996] considèrent que les terrasses sont situées sur le *footwall* de la faille, la composante régionale alors égale au maximum à 0,5mm/an. L'étude de [Mariolakos and Stiros, 1987] indiquait une surrection de 1600m du Nord du Péloponèse depuis 1 Ma soit 1.6mm/an.

La sédimentologie indique aussi que durant la phase d'ouverture du rift 'sensu stricto', les failles du sud du golfe étaient actives avant celles du nord et qu'elles ont contrôlé la sédimentation [Ori, 1989; Savage and Sebrier, 1977]. Ori [Ori, 1989] a ainsi mis en évidence deux grandes phases de subsidence (Figure 64).

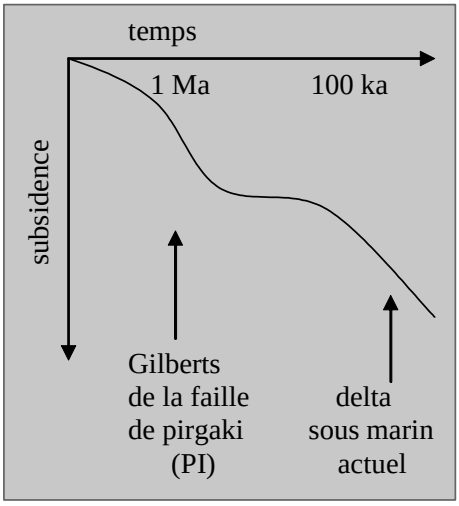


Figure 64 :
La sédimentation dans le golfe de Corinthe comporte deux phases d'accélération de la subsidence. D'après [Ori, 1989]

B _ Géométrie et cinématique de la formation des failles

Dans le Tableau 9 [Causse et al., 2004] sont reportés des datations effectuées sur des calcites liées à la tectonique. Bien sur, la formation de la calcite est post-tectonique mais si l'on considère qu'une fois que le vide créé par le jeu de la faille est colmaté le système devient clos alors dans un système carbonaté comme à Corinthe, on peut considérer ces datations comme celles du jeu de la faille.

Tableau 9

échantillons	Age (ka)	2 σ	Lieu	Commentaires
1a	380	1.41	Route d'Akrata au lacTsivlos	Veine dans un conglomérat
2	>600 &<1000		Route d'Akrata au lacTsivlos	
3	>600 &<1000		Route d'Akrata au lacTsivlos	
4	561	4.83	Route de Kato Potamia à Voutsimos	
5			Route de Kato Potamia à Voutsimos	
6a	124.3	3.00	Faille de Doumena , sud-ouest du village de Doumena	
6b	138.3	1.21	contact carbonate Crétacé /synrift	
9b			Route de Platanos à Kalamias	
12a	43(A_0) 35(A_1)	5.00	Route Kalabrita-Diakofto au carrefour de Doumena	Fracture dans un conglomérat synrift
16a	112.3	0.40	Faille de Xylokastro	Ano Loutro N80 –67°N
16b	108.2	0.90	Faille de Xylokastro	500 m au sud d'Ano Loutro
17b	>600 &<1000		Fracture dans le pied de la faille de Xylokastro à qq. Mètres du plan de faille principal	même site que # 16
17c	>600 &<1000			
19	360	1.63	50 m au sud de 17 c	
23	>1000		Rive nord près d'Itéa	Faille normale 110° 55S

Les informations contenues dans ce tableau contredisent l'hypothèse d'une migration continue de la zone de faille vers le nord proposée par [Sorel, 2000] et [Flotté, 2002]). Elles ont été commentées et intégrées dans un nouveau schéma du golfe par [Moretti et al., 2003] et [Causse et al., 2004].

L'échantillon 23 indique que la cote nord subissait déjà l'extension il y a plus d'un million d'années. Cependant cette information doit être relativisée car cette calcite peut être le fruit de l'extension tardi-Miocène. Les informations les plus intéressantes sont sur la cote sud du golfe. En effet les datations faites sur la faille de Douména indiquent des ages très récents à l'encontre de la théorie de [Sorel, 2000] et [Flotté, 2002] qui considèrent que ce système n'est plus actif actuellement.

L'activité actuelle de la faille de Douména implique que certaines failles dans le golfe se forment hors séquence.

C _ Activité sismique et déplacement instantané

Le golfe de Corinthe est actuellement un des lieux les plus sismiques en Europe. A l'ouest du golfe des clusters de sismicité ont été enregistrés entre 5 et 10km [Rietbrock et al., 1996; Rigo et al., 1996] et la sismicité semblent en générale se limiter à cette profondeur Figure 65-b. En profondeur la géométrie de la zone sismogénique s'enfonce vers le nord depuis une profondeur de 5-8km sous la marge sud jusqu'à 10km sous la marge nord. Les plans nodaux des séismes enregistrés dans cette partie du golfe indiquent qu'en profondeur les plans de failles ont un pendage soit très fort (70/80°) soit très faible (10-30°).

Cette observation n'est a priori pas compatible avec la mécanique andersonienne [Anderson, 1951] qui prévoit que les failles normales se forment avec des pendage de 60°. Ces mécanismes au foyer atypiques peuvent s'expliquer par l'existence en profondeur d'une faille à faible pendage ou d'un niveau de décollement sur lequel le cisaillement simple serait assez fort pour réorienter les contraintes principales [Melosh, 1990].

A l'est, la géométrie semble toute différente. Les failles, en surface, indiquent des pendages de 40 à 60°, les mécanismes au foyer des séismes de 1981 ont des plans nodaux pendant à 45° et aucune sorte de plan à faible pendage ne semble se dessiner. Les auteurs s'accordent pour prendre en compte une croûte élastique de 12 km environ [Jackson et al., 1982; Roberts and Gawthorpe, 1995].

Ce contraste est-ouest existe aussi pour les vitesses d'extension instantanées [Billiris et al., 1991; Briole et al., 1999] qui indiquent une diminution de la vitesse d'ouverture de 15mm/an à l'ouest du golfe jusqu'à 5mm/an à l'est (Figure 65).

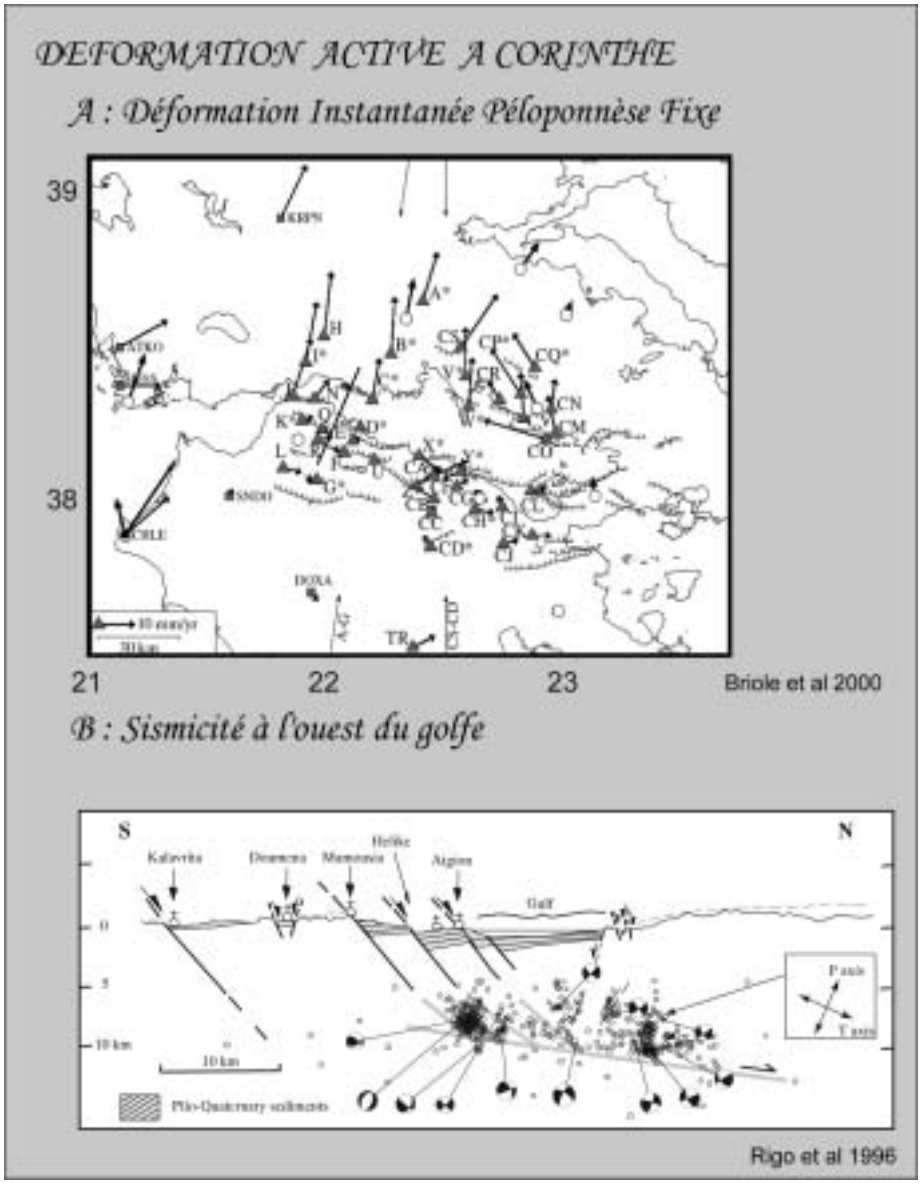


Figure 65

A : Vecteur GPS par rapport au Péloponnèse fixe [Briole et al., 1999]. Ils indiquent une diminution de la vitesse d'ouverture du Golfe depuis 1.5cm/an à l'ouest jusqu'à 5mm/an à l'est.
B : Sismicité à l'ouest du golfe de Corinthe d'après [Rigo et al., 1996]. La micro-seismicite se loclise sous forme de Cluster entre 5 et 10 km de profondeur. Certains mécanismes au foyer indiquent des plans nodeaux sub horizontaux. Cependant, les clusters s'alignent plutôt avec des failles à géométrie planes.

D _ Contraintes gravimétriques

Au premier ordre on observe, sur la carte de la profondeur du Moho (Figure 61 B), un fort gradient est-ouest que l'on attribue aisément à la subduction en cours au niveau des îles Ioniennes et à l'extension post-orogénique en Egée centrale. Au deuxième ordre la gravimétrie met en évidence des variations périodiques d'une longueur d'onde de 70 km selon la direction N30. Elles peuvent être interprétées en terme de profondeur du Moho [Tiberi et al., 2001] ou en terme de variation de densité en surface [Tsokas and Hansen, 1997]. Dans le premier cas, ces anomalies se traduisent alors par des variations d'épaisseur crustale d'une amplitude de 10km le long des profiles N30. Mais surtout, elles

suggèrent la présence d'une croûte plus épaisse sous le centre du golfe de Corinthe que sous ses deux flancs.

L'interprétation de [Tiberi et al., 2001] en termes de variation de profondeur du Moho est discutable car elle ne prend pas en compte la structure de l'encaissant du golfe : Les Hellénides. Dans sa partie sud, le golfe est bordé par des roches métamorphiques dont la densité a été sous évaluée dans le modèle, donc les variations d'épaisseur ont pu être surévaluées. Cela pourrait aussi expliquer pourquoi ces amincissements importants, et considérés comme anciens, ne se marquent par aucune anomalie thermique.

Les variations d'épaisseur de la croûte en Grèce continentale et au Péloponnèse misent en évidence par [Tiberi et al., 2001] n'ont pas la même direction que celle du slab tel qu'elle a été mise en évidence par la tomographie sismique (Figure 62-C). Les relations spatiales entre le slab et les parties épaissies de la croûte peuvent induire des variations latérales sur la dynamique de l'extension dans le golfe de Corinthe. De plus, les conditions initiales notamment en terme de flux thermique à la base des parties épaissies de la croûte sont gravitairement instables (différence de densité entre le manteau (3.3) et la croûte (2.7)). Cette instabilité peut jouer le rôle d'un moteur dynamique interne au rift qui serait plus ou moins indépendant des conditions aux limites.

E _ Héritage tectonique possible

Le socle acoustique du golfe de Corinthe est constitué d'un empilement de nappes dont le charriage est dirigé vers l'ouest : les Hellénides. Malgré une direction générale de charriage d'est en ouest (à l'échelle des Hellénides), les observations, cartographiques et de terrain montrent qu'au niveau de Corinthe plusieurs nappes affleurent selon des directions qui ne sont pas propres à la chaîne. En effet, sur une coupe nord/sud au niveau d'Akrata (Figure 66), on observera successivement à l'affleurement du sud vers le nord :

- la nappe des phyllades (constituée de pélites métamorphisées dans le faciès des schistes verts avec quelques reliques du faciès métamorphique des schistes bleus) d'une épaisseur de 1 à 2 km et qui affleure au sud du golfe de Corinthe au niveau du mont Khelmos au centre d'une fenêtre tectonique
- la nappe de Gavroro (constituée de calcaire massif non métamorphique et surmontée d'un flysch Eocène) d'une épaisseur de 4 km
- la nappe du Pinde (constituée d'une alternance de calcaires et de radiolarites et d'un flysch sommital) dont la puissance est à peine 1 km mais qui présente plusieurs chevauchements (comme celui mis en évidence lors du carottage à Aigion en 2002 où les radiolarites se trouvaient au dessus des carbonate contrairement à leur position stratigraphiques eg.[Micarelli et al., 2003])
- la nappe du Parnasse, constituée à sa base d'ophiolite qui n'affleure que sur la rive nord du golfe.

Au niveau du Mont Khelmos, le pendage du contact Gavroro/Phyllades est de 30° vers le nord-est (30-50°NE, [Ghorbal, 2002]). Cette fenêtre a été exhumée à la faveur d'un détachement sur lequel les directions des linéations d'extension varient de N30° à N50°. Les minéraux formés durant cette phase d'exhumation n'ont pas été datés mais les directions d'extension diffèrent de la direction actuelle d'extension dans le golfe (N00°) et sont par contre fortement compatibles avec les directions

observées au sud du Péloponnèse [Ghorbal, 2002; Trotet, 2000], en mer Egée [Jolivet, 2001; Jolivet et al., 1994; Patriat, 1996], et au sud de la presqu'île d'Eubée [Gautier and Brun, 1994]. Trois coupes N00 simplifiées du Péloponnèse ont été réalisées durant cette thèse (Figure 67). Elles tiennent compte des informations tirées de la gravimétrie [Tiberi et al., 2001].

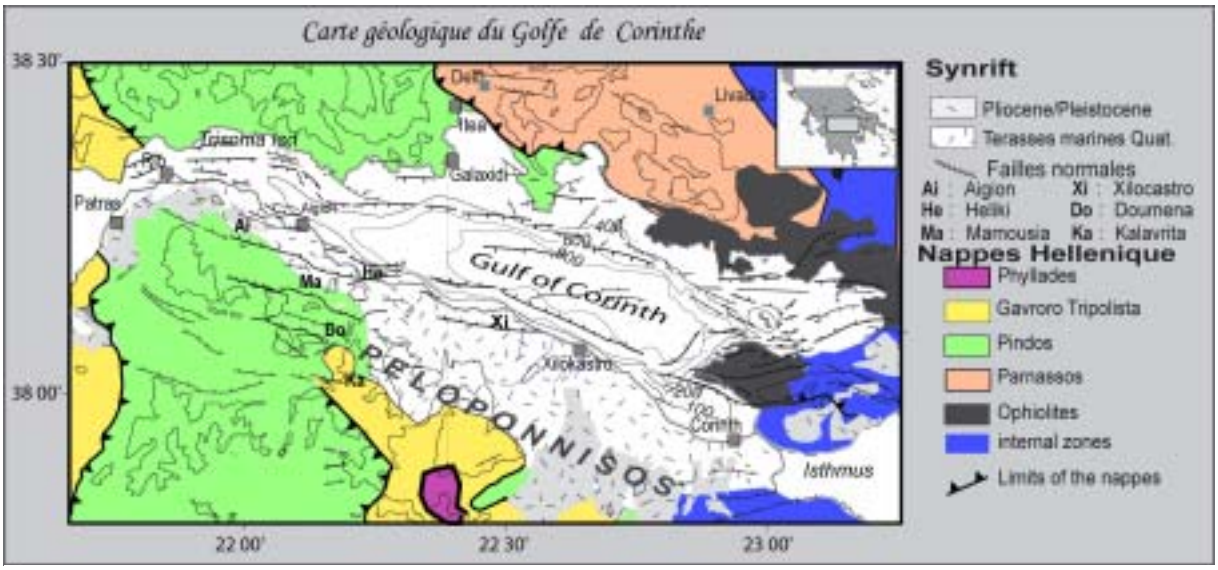


Figure 66

Carte Géologique du golfe de Corinthe

Cette carte met en évidence que les variations structurales néotectoniques le long du golfe dépendent largement de la géologie du socle du golfe de Corinthe. On voit aussi apparaître la fenêtre tectonique de Zarouchla ou la nappe des phyllades (en rose) affleurent avec des directions de linéation N30°/N50°.

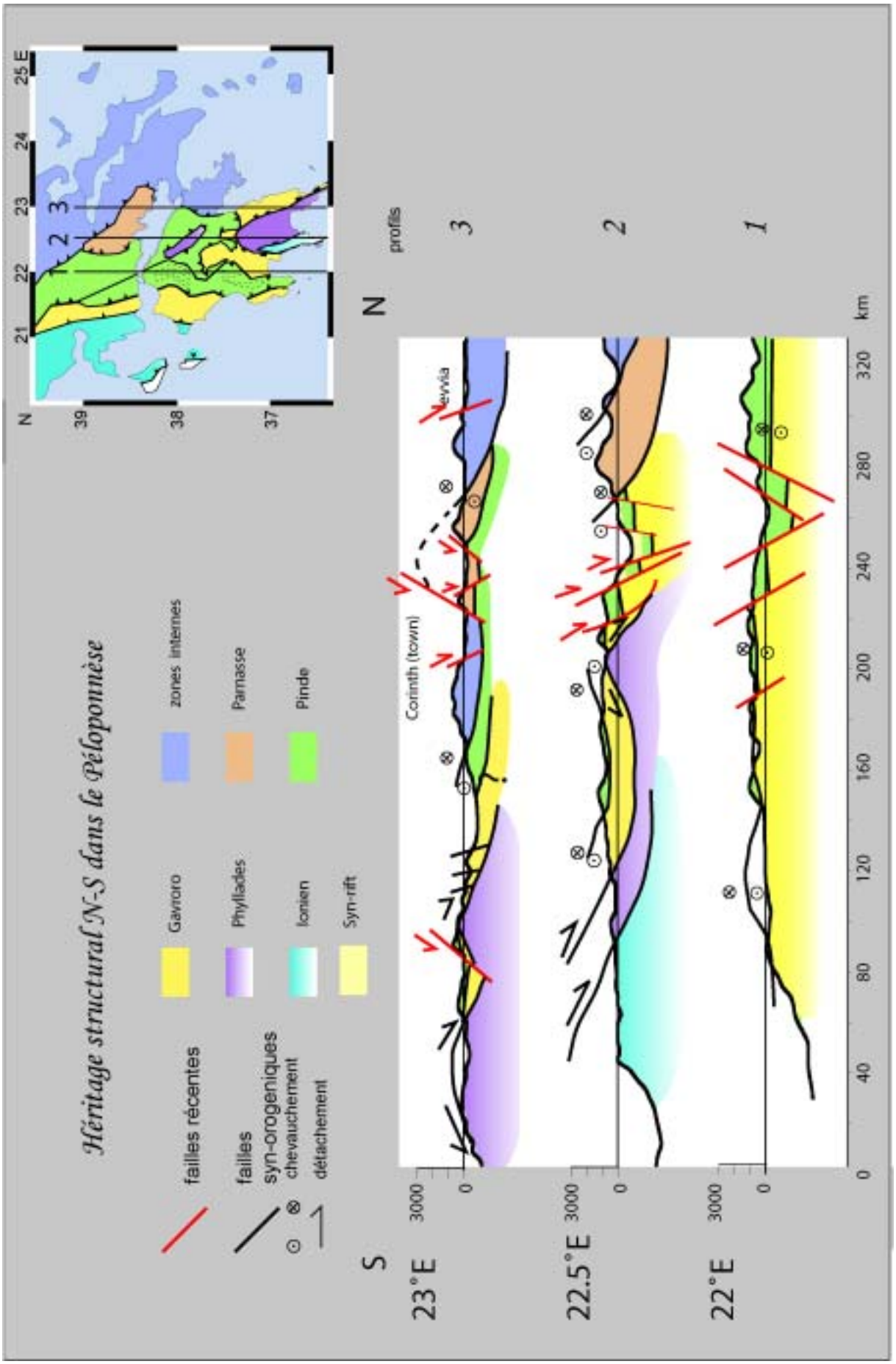
Ces nappes ont des lithologies, donc des comportements mécaniques différents. Les deux objets pouvant causer des contrastes mécaniques intéressants sont d'une part, la nappe des Phyllades qui constitue un niveau de faiblesse à cause de sa teneur en minéraux phylliteux et d'autre part la base de la nappe du Parnasse dont la composition ophiolitique induit une inversion de densité à petite échelle.

Figure 67

Coupes sériées, simplifiées et orientées N-S dans le socle de la Grèce continentale et du Péloponnèse.

Le sud du Péloponnèse est le lieu de grand détachement plat exhumant des roches métamorphiques de haut grade (présence de carpholite) [Trotet, 2000]. En remontant vers le nord, les unités à l'affleurement dans le Péloponnèse sont de moins en moins métamorphique, c'est seulement au sud du golfe de Corinthe qu'un dôme affleure approximativement à l'emplacement de l'anomalie gravimétrique indiquant une croûte amaincie mise en évidence par Tibéri [Tiberi et al., 2001].

Ces coupes sériées mettent bien en évidence les variations latérales dans le socle du golfe de Corinthe situé environ au kilomètre 240 des profils.


Héritage structural N-S dans le Péloponnèse
failles récentes
failles syn-orogeniques
chevauchement
détachement
Gavroro
Phyllades
Ionien
Syn-rift
zones internes
Parnasse
Pinde
N
S
profils
3
2
1
Corinth (town)
Evvia
23°E
22.5°E
22°E
3000
0
0
40
80
120
160
200
240
280
320
km
N
39
38
37
21
22
23
24
25 E

CHAPITRE II Influence de la présence de variations d'épaisseur crustales héritées en position d'arrière arc

L'inversion gravimétrique de [Tiberi et al., 2001] indiquait un résultat intrigant : Le rift de corinthe correspondrait à une zone relativement épaissie de la croûte allongée selon la direction N120. Cette configuration ne pouvant pas être associée à l'extension dans le golfe de Corinthe, il est apparu intéressant de comprendre le comportement d'une telle structure en extension. Par ailleurs, Les données tomographiques indiquent que le panneau plongeant Egéen subducterait à plat sous le Péloponnèse jusqu'au niveau du golfe de Corinthe où il plonge soudainement avec une direction différente de celle des épaississements crustaux.

A l'aide de trois modèles représentant des coupes verticales 2D sériées le long du golfe de Corinthe, nous avons tenté de comprendre les interactions entre ces deux types de structures.

L'approche numérique utilisée ici diffère de l'approche classique car au lieu de varier les conditions aux limites, ce sont les géométries initiales des modèles qui varient en se basant sur les données géophysiques.

Ce travail, commencé lors de mon DEA, a été finalisé durant cette thèse. Il fait l'objet d'une publication à Tectonics jointe. Ici ne figure qu'un petit résumé pour l'homogénéité de la discussion.

Pour tous les modèles, les conditions aux limites sont représentées en Figure 68 , la vitesse d'extension étant fixée à 1cm/an.

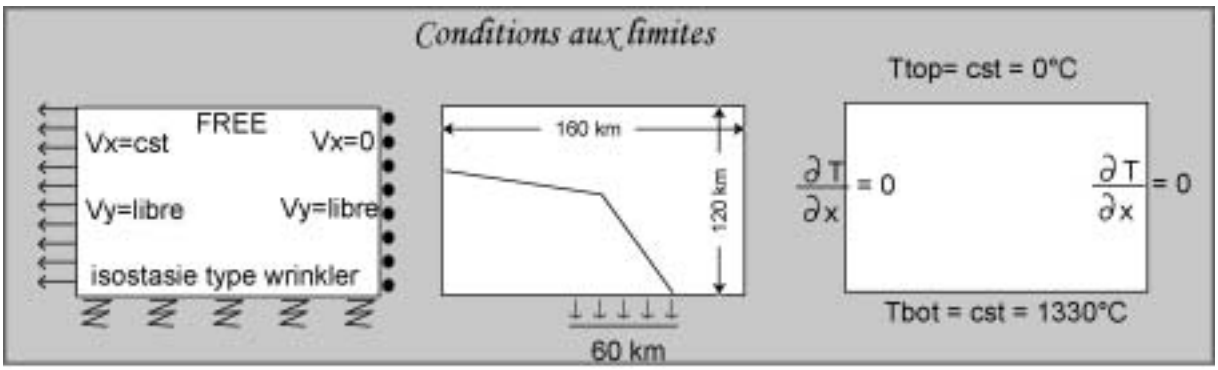


Figure 68

Conditions aux limites :

Mécaniques :

L'extension est appliquée aux limites de manière asymétrique en fixant horizontalement la limite droite (« nord ») du modèle et en appliquant une vitesse horizontale constante à gauche (« sud »). Ces deux limites sont libres de glisser verticalement. Au sommet du modèle, une vraie surface libre est appliquée. A la base du modèle, la réponse isostatique de Wrinkler (réponse d'un fluide visqueux de densité donnée) est calculée et utilisée comme condition aux limites. Localement, la vitesse verticale est fixée pour simuler le « slab pull » exercer par le panneau plongeant egéen.

Thermiques :

La température est constante au sommet et à la base des modèles. Les faces latérales correspondent à des surfaces de flux thermique horizontal nul.

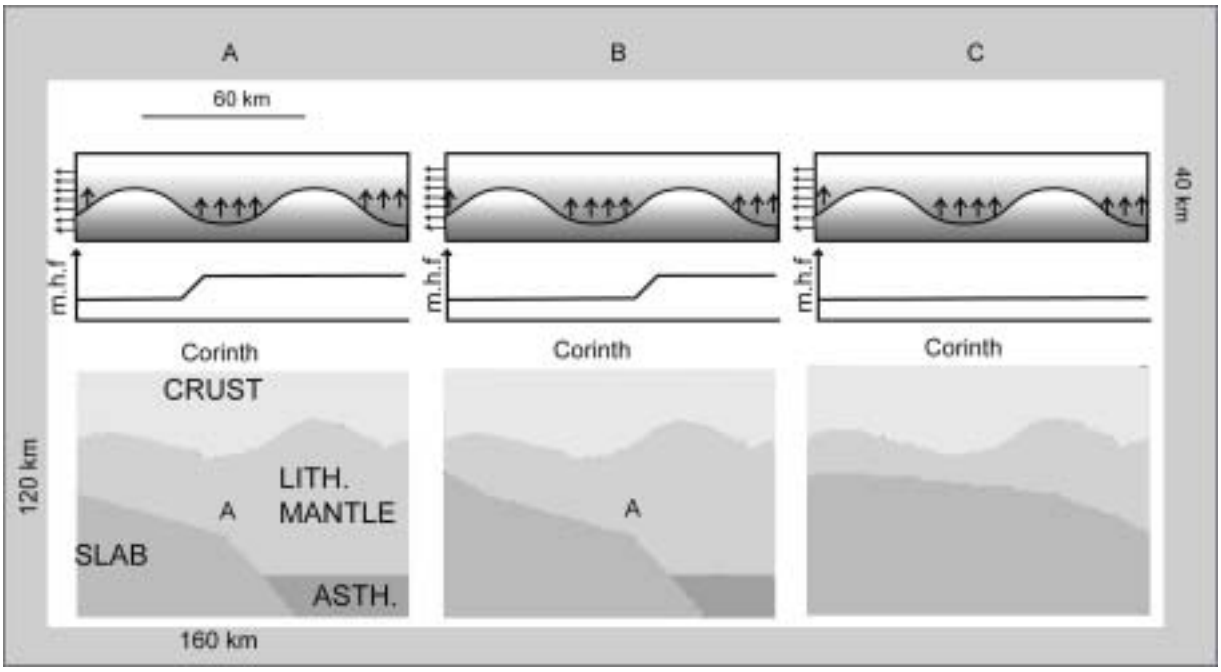


Figure 69
Géométries et flux de chaleur initiaux à la base de la croûte continentale. Le point A correspond à l'emplacement ou le slab entame sa plongée dans le manteau. C'est donc à ce point qu'une variation latérale de flux thermique existe à la base de la croûte.
Dans le modèle A, le flux thermique est important sous la partie épaissie de la croûte.
Dans le modèle B, le flux thermique est faible sous la partie épaissie de la croûte continentale mais il reste important latéralement
Dans le modèle C, le flux thermique est homogène et faible.

Ces trois modèles (Figure 69) diffèrent par la position du panneau plongeant par rapport aux parties épaissies de la croûte qui sont déjà gravitairement instables (flèches verticales) à cause de la différence de densité qui existe entre le manteau (3.3) et la croûte (2.7). Plus qu'une contrainte cinématique, elles imposent sur les modèles une contrainte sur l'état thermique initiale et donc sur la stabilité des structures.

Les résultats des modèles ont montré que les épaississements crustaux mis en évidence par l'étude de [Tibéri, 2000] ne sont pas stables et créent localement une composante dynamique à l'extension qui s'ajoute à la composante cinématique imposée aux limites des modèles. Par ailleurs, les structures finales peuvent se révéler asymétriques ou symétriques selon la position relative du coin du panneau plongeant et des parties épaissies de la croûte. Le coin asthénosphérique chaud amplifiant les taux de déformation enregistrés sur les bandes de cisaillement s'y enracinant.

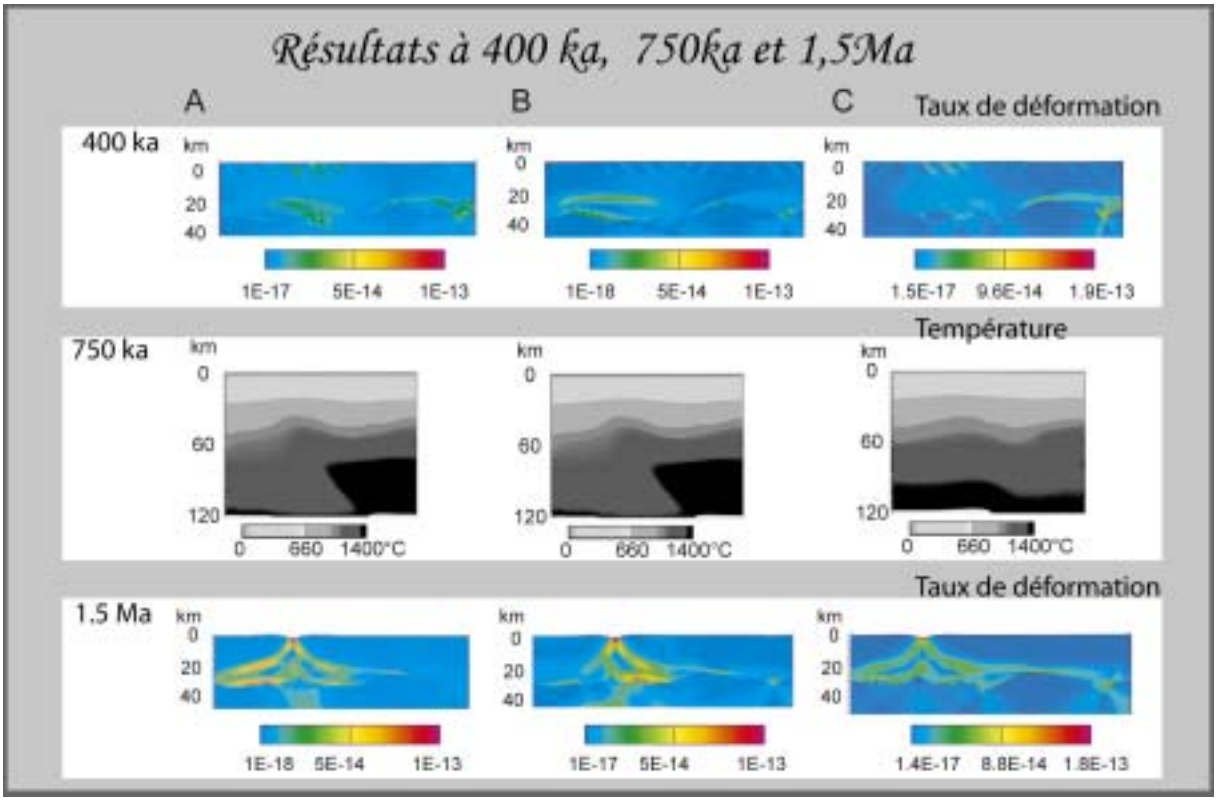


Figure 70

Résultats des trois modèles à différents stades d'évolution.

A 400 ka, le taux de déformation dans la croûte indique qu'il n'y a pas de localisation dans la croûte inférieure mais plutôt du glissement localisé au niveau du Moho qui est à ce stade le plus fort contraste de viscosité dans le modèle. Dans la croûte supérieure la déformation cassante est répartie de manière diffuse à l'aplomb des zones épaissies. Ces zones sont instables en extension et permettent de localiser la déformation spatialement.

A 750 ka, le champ thermique montre que les zones épaissies en s'écroulant gravitairement ont créé des anomalies de température chaude et localisé à la base de la croûte qui sont plus ou moins alignées avec le pic thermique du coin asthénosphérique du manteau.

A 1.5 Ma, la déformation est localisée dans la croûte inférieure le long de bandes de cisaillement qui bordent les anomalies thermiques chaudes misent en place lors de l'écroulement gravitaire initial. Ces bandes sont plus ou moins actives selon la température du manteau à leur base. Plus le manteau est chaud (et donc faible) et plus les bandes localisent la déformation. Dans le cas B, le manteau chaud est décalé de la zone d'extension active en surface. La bande de cisaillement de droite (pendant vers le nord) est privilégiée.

Ces modèles mettent donc en évidence une localisation de la déformation en deux temps :

- D'abord purement gravitaire répartie sur une zone large.
- Puis thermique grâce à la remontée de matériel chaud à la base de la croûte supérieure

La Figure 71 décrit les différentes étapes menant à la localisation de la déformation

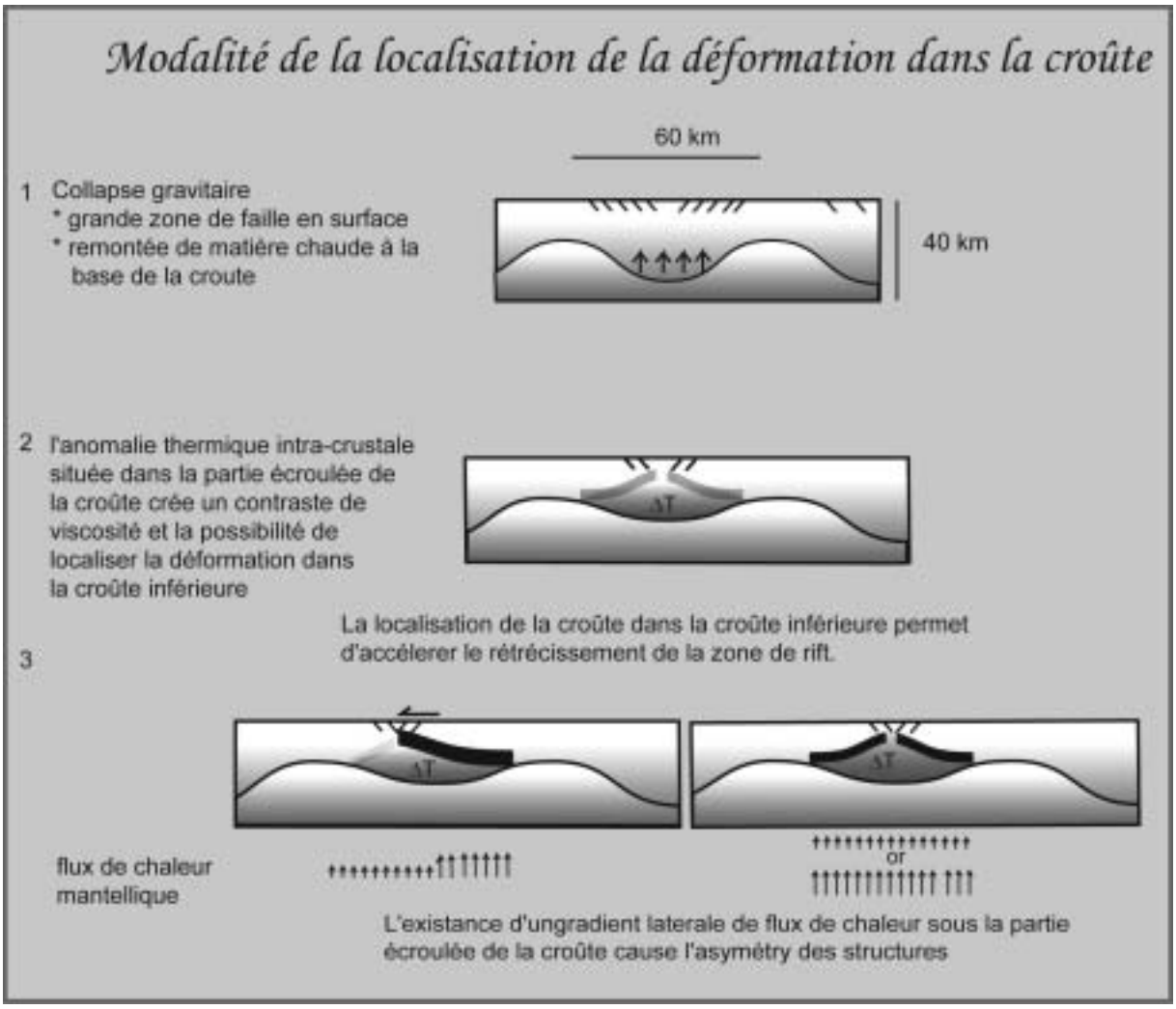


Figure 71

Localisation de la déformation dans une croûte d'épaisseur hétérogène.

La première étape correspond à l'écroulement gravitaire des structures qui se marque en surface par une zone de faille de la largeur des parties épaissies et qui conduit à la remontée locale de matière chaude du manteau à la base de la croûte.

Dans un second temps, ces anomalies thermiques localisées entraînent des variations importantes de la viscosité permettant de mettre en place des bandes de cisaillement intra-crustale. La déformation se localise alors en surface.

Le taux de déformation que ces bandes de cisaillement enregistrent est affecté par la résistance du substrat mantellique où elles s'enracinent. Si la température du manteau est uniforme, deux bandes de cisaillement symétriques se forment. Si il existe un gradient horizontal de température dans le manteau l'une des bandes est favorisée et la déformation de la croûte devient asymétrique.

Dans le golfe de Corinthe, les trois modèles présentés en Figure 70 correspondent à trois coupes N30 sériées le long de l'azimut du rift (est-ouest). En prenant en compte le retrait du panneau plongeant au cours du temps ils peuvent aussi correspondre à la même coupe à différent stade d'évolution.

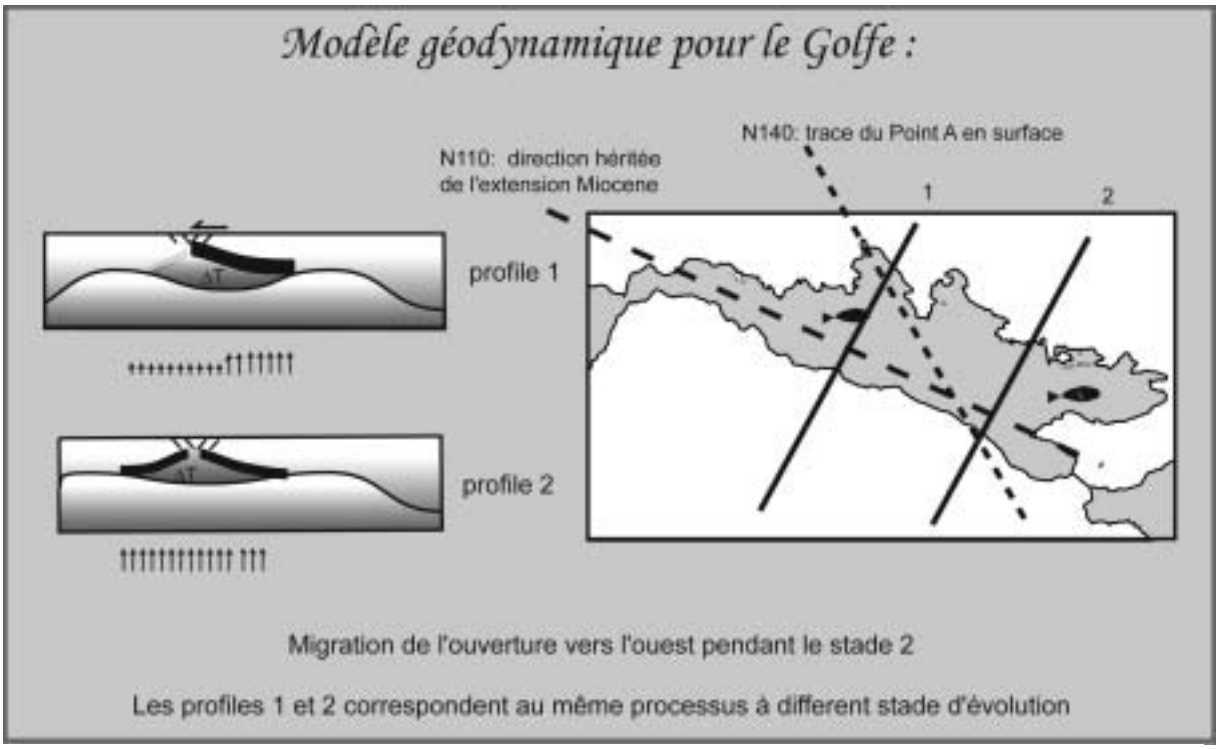


Figure 72

Le profile 1 correspond à la partie du golfe de Corinthe ou des structures asymétrique et un fort taux d'extension sont observés. Dans l'optique d'une propagation vers l'ouest de l'ouverture du golfe, l'augmentation de la vitesse d'ouverture peut être expliqué par le fait que les épaississements crustaux de l'ouest du Golfe sont en train de s'écrouler. L'asymétrie des structures à l'ouest pourrait alors être expliquée par un gradient thermique latéral dans le manteau.

Le profile 2 correspond à la partie du golfe ou la croûte est la plus mince et ou le Moho est le plus plat à l'heure actuelle. C'est aussi le lieu d'une extension localisée sur des grabens symétriques.

Un modèle d'ouverture du golfe de Corinthe a pu être proposé à partir de ces résultats. Il permet d'expliquer la symétrie des structures à l'est du golfe et leur asymétrie à l'ouest. De plus si on prend en compte une propagation de l'ouverture du golfe vers l'ouest, il permet d'expliquer pourquoi les taux d'extension sont plus importants à l'ouest du golfe (1,5 cm/an) où la croûte est encore épaisse (donc en train de s'écrouler) qu'à l'est où le Moho est déjà aplani.

Cependant, il est très compliqué de vérifier la validité de ces modèles car leur résolution est trop faible pour pouvoir comparer les résultats aux données structurales très précises disponibles dans le golfe de Corinthe. De plus, les épaississements initiaux de la croûte sont très instables et donc mécaniquement improbables. Il faut peut être remettre en cause les résultats de l'inversion gravimétrique de la topographie du Moho. Cette inversion prend en compte un socle pré-rift d'une densité homogène de 2.7, ce qui n'est pas le cas dans le Péloponnèse où des nappes, de densité très variable, sont empilées les unes sur les autres.

Il est donc probable, qu'à l'échelle de la croûte supérieure d'autres structures puissent avoir contrôlé la géométrie et la cinématique des failles.

TECTONICS, VOL. 22, NO. 4, 1032, doi:10.1029/2002TC001433, 2003

Initial crustal thickness geometry controls on the extension in a back arc domain: Case of the Gulf of Corinth

Laetitia Le Pourhiet[1]
Institut Français du Pétrole, Rueil Malmaison, France

Evgenii Burov
Laboratoire de Tectonique, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France

Isabelle Moretti
Institut Français du Pétrole, Rueil Malmaison, France

Received 28 June 2002; revised 23 October 2002; accepted 17 April 2003; published 15 July 2003.

[1] Since 60 Myr, Peloponnesus and continental Greece have been affected by the Hellenidean compressional and the Aegean extensional phases. This complex evolution resulted in development of a strongly inhomogeneous crust in the Gulf of Corinth region. To study this area, we use a large strain thermomechanical numerical code PARAVOZ previously used for a number of similar problems such as rift evolution. Yet, instead of varying boundary and initial conditions applied to a plane-layered model, we use available geophysical constraints on the actual deep structure of the lithosphere to test its different possible initial structures. By varying the position of the initial crustal heterogeneity versus the position of the lithospheric slab, we are able to explain the origin of the internal structures and the kinematics of the Gulf of Corinth. The results suggest that the development of shear zones in the lower crust is favored by the gravitational collapse of the thicker part of the crust, whereas the geometry and the kinematics of these shear zones are controlled by the position of the edge of the slab. Asymmetry is seen in cases when a horizontal shift exists between the edge of the slab and the thicker part of the crust. Our model explains the differences between the northern shore and the southern shore as well as the east west variations observed in the Gulf of Corinth. *INDEX TERMS:* 8109 Tectonophysics: Continental tectonics—extensional (0905); 8020 Structural Geology: Mechanics; 3210 Mathematical Geophysics: Modeling; *KEYWORDS:* Gulf of Corinth, rifting, strain localization, back arc extension, Greece. **Citation:** Le Pourhiet, L., E. Burov, and I. Moretti, Initial crustal thickness geometry controls on the extension in a back arc domain: Case of the Gulf of Corinth, *Tectonics*, *22*(4), 1032, doi:10.1029/2002TC001433, 2003.

[1]Also at Laboratoire de Tectonique, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.

Copyright 2003 by the American Geophysical Union.
0278-7407/03/2002TC001433$12.00

1. Introduction

1.1. Regional Setting

[2] The Gulf of Corinth is located between Peloponnesus and continental Greece on the Aegean plate. It is limited to the south by the Hellenic trench (Figure1) and to the north by the North Anatolian fault. The subduction of the eastern Mediterranean oceanic crust beneath the Aegean domain started 60 Myr ago, leading to the superposition of different nappes (Figure 1). Since Miocene times the central part of the Aegean domain has undergone large extension that has lead to the exhumation of the metamorphic rocks previously involved in the compression [*Gautier et al.*, 1999] (Figure 1). During the Miocene phase of extension, the direction of the lineation of extension is regionally, with azimuth ranging from N30° to N50°. The age of high-pressure metamorphism decreases in the southward direction, which indicates that the large extension in the Aegean Sea was most probably caused by the southward migration of the trench [*Jolivet*, 2001; *Jolivet et al.*, 1994]. In this general framework, the present-day extensional phase resulted in formation of a system of grabens on both sides of the Aegean Sea (Evvia, Corinth, Turkey), developed in a highly heterogeneous continental lithosphere.

1.2. Geometry of the Gulf of Corinth

[3] The approximate azimuthal orientation of the axis of the Gulf of Corinth is N120°, whereas the border faults are N90° oriented (Figure 2). The gulf is wider to the east (40 km wide at Corinth isthmus) than to the west (3 km wide at Rio). The water depth is 900 m to the east and only 70 m at Rio. The sedimentary thickness in the gulf also decreases from the east (2.5 km) to the west (1.5 km). The basement is composed of Mesozoic nappes that took place during the formation of the Hellenides. South of Corinth, near Phenéos, the lowest Hellenic nappe outcrops in a tectonic window and is characterized by a blue schist facies [*Xypolias and Doutsos*, 2000]. Field and microstructural observations show that the direction of the lineations of extension range between N30° and N50° and that shear sense is directed top-to-the-north at the

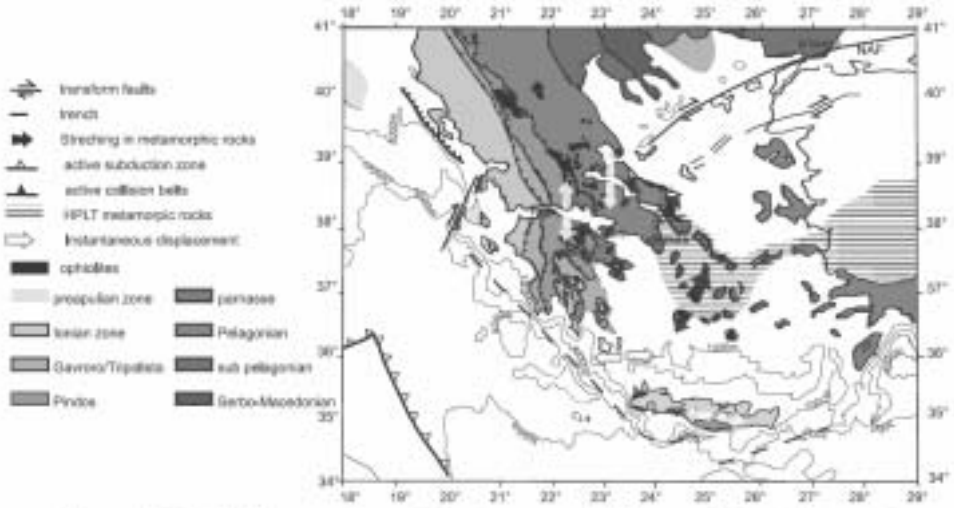


Figure 1. Geological and structural map of the Aegean area. Hellenic nappes [after *Aubouin et al.*, 1970; *Jacobshagen et al.*, 1978], metamorphic high-pressure/low-temperature metamorphic grade (HPLT) exhumed rocks (shaded on the map) (after *Gautier et al.* [1999] and *Jolivet et al.* [1994] for Aegean Sea, *Trotet* [2000] for Peloponnesus, and *Gautier and Brun* [1994] and *Gautier et al.* [1999] for Evvia Island).

boundary of the window (B. Ghorbal and L. Jolivet, personal communication, 2002). Even if the deformation has not yet been dated, this structural information has a strong affinity with the Miocene phase of extension. Moreover, no evidence of continuity between the ductile shear zone and the recent brittle deformation has been found on the field.

1.2.1. Synrift Sedimentation

[4] The outcropping faults in the Aigion area dip at angles ranging from 55° to 70° to the north and have

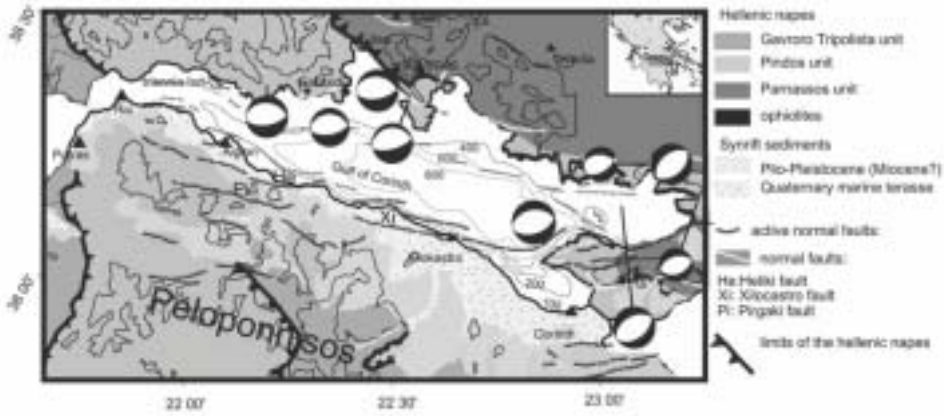


Figure 2. Geological and structural map of the Gulf of Corinth. Focal mechanisms of the main earthquakes [after *Rigo et al.*, 1996] show that the recent extension is N00°. The lineations of extension in the metamorphic window of Phenoos (stripped on the map) trend N30–50° [*Ghorbal*, 2002].

accumulated a vertical offset of more than 500 m in less than 200 kyr [*Ghisetti et al.*, 2001; *Micarelli et al.*, 2002]. On the southern shore, the first synrift deposits reach an elevation of 2 km. Recent marine terraces (Figure 2) also indicate that uplift is still active over the southern shore. *Armijo et al.* [1996] calculated an uplift of 2 mm yr^{-1} for the last 350 kyr using the marine terraces east of the town of Xylocastro. Recent data in the area of Aigion indicate an uplift of 1.5 mm yr^{-1} on the Helike fault [*Pantosti et al.*, 2001]. The synrift sediments of the southern coast have been studied by various authors who generally propose a two-phase model [e.g., *Ori*, 1989]. During the first phase (Pliocene), the deposits were distributed on a wide area, with facies varying from lacustrine to alluvial fan deltas. During the second phase, the well-developed Gilbert fan deltas indicate higher subsidence rate and sedimentary inflow than during the first phase. Moreover, the deposits are located on more restricted area. On the northern shore, normal faults are also present. Yet, there is no synrift sediment thus they are poorly studied. However, marine data indicate that the current depocenter in the western part of the gulf is located near the northern shore at the level of the Trisonia Island [*Stefatos et al.*, 2002a, 2002b]. In the eastern part of the gulf, the commercial seismic data reprocessed by *Clément* [2000] show that the depocenter was first located on the northern shore and then migrated southward [*Moretti et al.*, 2002].

1.2.2. Geometry of the Crust

[5] The depth map of the Moho (Figure 3a) indicates that crustal thickening is decreasing eastward from 50 km at Patras to 25 km at the Corinth Isthmus. This general observation relates clearly to the Miocene extension in the Aegean Sea. The most important observation is that contrary to what is commonly inferred; the crust is thicker under the basin than beneath its both borders. Actually, this phenomenon is not restricted to the Gulf of Corinth, but represents a regional common feature manifested by N30° short-wavelength undulations of the Moho depth. These undulations have a typical amplitude of 10km and are expected to cause strong gravitational instabilities in the crust. Yet their origin is still an open question. Three hypotheses can be proposed to explain these undulations: (1) remnant Moho variations from the compressional phase, (2) crustal thinning related to previous extensive events such as the Miocene extension in the whole Aegean domain, including the Peloponnesus, or (3) Quaternary features related to the current rifting phase (grabens of Corinth and Evvia).

[6] It is our opinion that the third hypothesis had to be rejected because the trend of the undulations is not parallel to the recent direction of extension (N00°). The first hypothesis may explain why part of the crust is thicker than normal. Still, this hypothesis also has to be rejected because the trend of the undulations and the one observed for the compressional structures around Corinth have no affinity. Therefore the second hypothesis appears to be most realistic for two reasons. First, it may explain the crustal thinning observed south of the Gulf of Corinth as geographically this thinning is exactly located under the metamorphic windows of Phenéos (see section 1.2). Second, the trend of the undulations is identical to the direction of the Miocene extension phase. For these reasons, we will consider that the undulation existed before the current rifting phase in the Gulf of Corinth.

1.2.3. Geometry of the Subducting Slab

[7] The azimuth of the trench changes. It trend along the Peloponnesus varying from N90° along the Crete Island to N00° along the Ionian Islands. The current lithospheric slab geometry can be traced from seismic tomography models [*Spakman et al.*, 1988; *Tiberi*, 2000] and data on deep seismicity [*Tiberi*, 2000] (Figure 3b). The regional heat flow values [*Fytikas and Kolios*, 1979] (Figure 3c) are rather typical for a back arc extensional regime. The distribution of high heat flow anomalies and deep earthquakes correlate together with the bend in the trend of the slab. The tomography cross section (Figure 3b) indicates that the dip angle of the subducting slab changes abruptly. The position of this change (noted A on Figure 3b) is approximately below the Gulf of Corinth. As the accuracy of the position of A is poor and the azimuth of the slab (N150°) differs from the trend of the gulf (N120°), we varied the initial position of point A relatively to the position of the thickened part of the crust in our numerical models.

1.3. Present Activity

[8] The Gulf of Corinth is a seismically very active area where observed vertical and horizontal velocity of displacements is very high for an area encountering extensive strain. GPS data [*Briole et al.*, 1999] show evidence of an east–west contrast. The opening direction is N00. The opening rate decrease eastward from 1.5 cm yr^{-1}, at Rio, to 0.5 cm yr^{-1}, at the level of the isthmus (Figure 3d). In the central and western part of the gulf, clusters of seismicity have been recorded between 5 and 10 km depth [*Rigo et al.*, 1996]. The seismic activity seems to be limited downward along plane dipping 20–30°N. Three large earthquakes have been recorded during the last 10 years. Their epicenters are below of the northern margin of the gulf. Their focal mechanisms indicate a slip along rather low-angle normal faults dipping 30° to 35° to the north [*Lyon Caen et al.*, 2002]. This bottom of the seismogenic zone could be interpreted as the brittle–ductile transition, or alternatively as a newly formed structure [*Sorel*, 2000]. A recently recorded crisis took place between the faults of Helike and Pirgaki. The clusters define a high-angle structure (dipping about 70° to the north), which could be interpreted as the deepest part of the Pirgaki fault (H. Lyon Caen et al., submitted to *Compte Rendus de l'Académie des Sciences*, 2003). This high-angle structure confirms the model of *Rigo et al.* [1996] in which planar faults were rooting at the base of the seismogenic zone (Figure 3e). In contrast, in the eastern part, the faults dip with a rather normal angle at depth (45°–50°) [*Rigo et al.*, 1996].

1.4. Present Approach

[9] The Gulf of Corinth is one of the most extensively studied, but still not well understood, active extensional

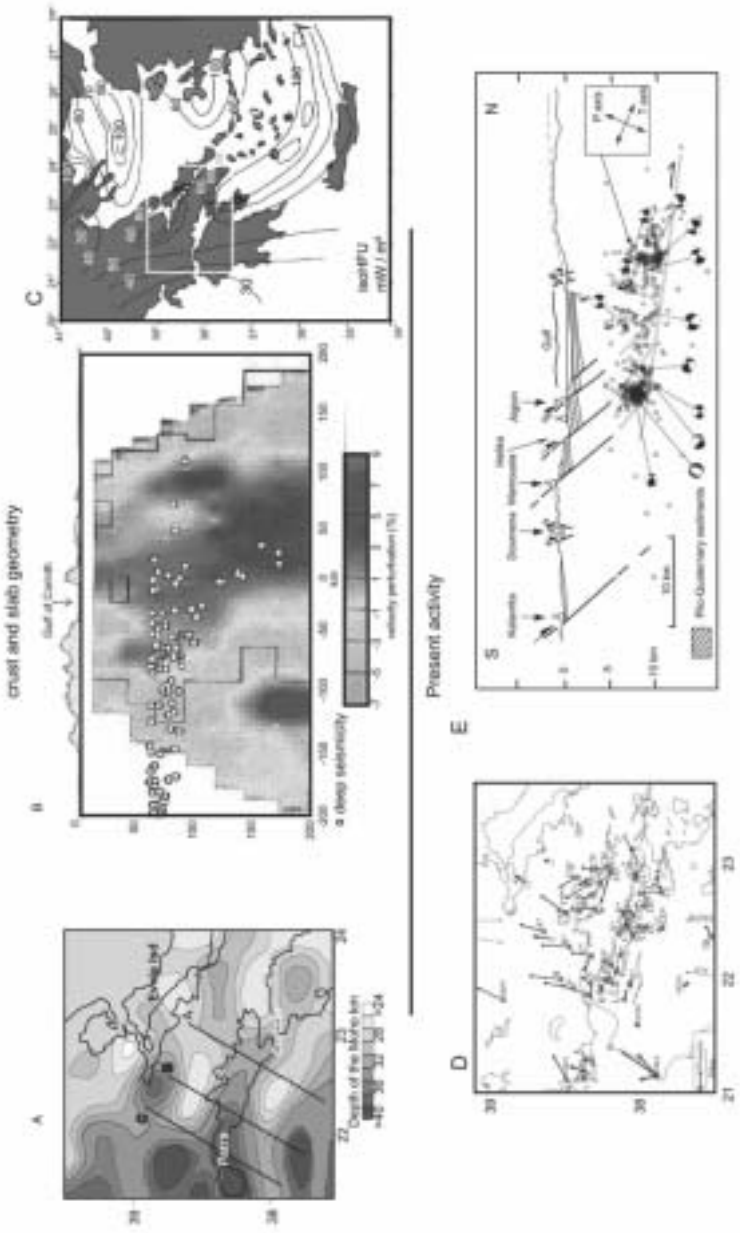


Figure 3. (a) Depth of the Moho deduced from gravimetric data [after *Tiberi*, 2000]. Profiles 1, 2, and 3 on the map correspond to cross sections to initial geometries (cases a, b, and c) used for modeling (see Figure 5). (b) Tomographic cross section and deep seismicity indicating the geometry of the slab under the Gulf of Corinth [after *Tiberi*, 2000]. (c) Regional heat flux [after *Fytikas and Kolios*, 1979]. (d) Horizontal instantaneous displacement deduced from GPS [after *Briole et al.*, 1999]. (e) Shallow seismicity [after *Rigo et al.*, 1996]. The *P* and *T* axes are rotated indicating simple shear stress state. The seismicity is limited downward by a low-angle dipping plane.

Table 1. Parameters for Elastoplasticity

Parameter	Value
λ	3×10^{10} Pa
G	3×10^{10} Pa
C_0	2×10^7 Pa
ϕ	30°

Table 2. Parameters for Non-Newtonian Viscosity

Phases	n	A, MPa^{-n} s^{-1}	E, kJ mol^{-1}
Continental upper mantle	3	1.00×10^4	520
Asthenosphere	3	1.00×10^4	520
Crust	3	6.80×10^{-6}	156
Oceanic lithosphere	3	1.00×10^4	520

area of the world. There may be some reasons for this: (1) The deepest parts of the gulf in terms of water depth and sediments thickness are located where the extension rate is the lowest (the eastern part). (2) In the western part of the gulf, the graben is located where the crust is the thickest in between two thinned parts of the crust. These contradictions cannot be explained neither by the pure shear model [*McKenzie*, 1972] because the graben is shifted with respect to the area of maximum thinning of the crust, nor by simple shear model [*Wernicke*, 1981] because the depocenters are not migrating in the direction suggested by this model. Because the geological setting in which the so-called quaternary "Rift" of Corinth takes place, is very complex, we decided to use an alternative model approach. Instead of focusing on the boundary conditions and the rheology of the lithosphere, this study aims at demonstrating the importance of the initial geometry on rifting process. We will therefore consider that the current crustal thickness changes are representative of thickness variations before the opening of the Gulf of Corinth (~1.5 Myr) and focus on how the initial geometry of the lithosphere controls (1) the geometry of the newly formed rift and (2) the localization of the extensive strain inside the crust.

2. Experiments

2.1. Numerical Method

[10] We use the finite element code PARAVOZ [*Poliakov et al.*, 1993] derived from the FLAC method [*Cundall*, 1989]. PARAVOZ presents a hybrid finite elements/differences fully explicit time marching Lagrangian algorithm operating in large strain mode. It solves the Newton equations of motion in continuum mechanics formulation fully coupled with the heat transport equation. The algorithm was well tested on many extensional problems [*e.g., Poliakov and Buck*, 1998; *Burov and Poliakov*, 2001]. The description and benchmarks of the algorithm can be found in the abundant FLAC-related literature [*e.g., Cundall*, 1989; *Poliakov et al.*, 1993]. The numerical algorithm allows the faults to form themselves during loading in a self-consistent way. Another advantage of the method is that the geometry of layers can be complex allowing us to test different initial geometries derived from geophysical and field observations. In the code, as in nature, the brittle-ductile transition is not predefined a priori but is evaluated on each time step as a function of the local strain rate, stress and temperature. Thus it is possible to make direct comparisons between the predicted depth and geometry of the brittle-ductile transition and the observed thickness and geometry of the seismogenic crust.

2.2. Rheology and Physical Properties of Rock

[11] Parameters for elastic-plastic behavior are fixed for all materials with parameters indicated in Table 1. Parameters for mantle and oceanic lithosphere are derived from olivine's creep behavior, while continental crust follows the quartz creep law (Table 2).

[12] The brittle-ductile transition inside the crust depends on local temperature, stress and strain rate and is therefore dynamically updated during computations. No specific interface is initially set in the model between the lower and upper crust and a mean density at normal pressure is used for the whole crust (Table 3).

[13] Softening used for the brittle part follows the rather weak cohesion softening law [*Lavier et al.*, 1999]. This law reflects natural cohesion loss due to important frictional sliding and allows us to localize plastic strain on one fault after it was formed. This assumption is consistent with the geometry of the faults in Corinth and Evvia rifted basins where most of the deformation is accommodated on major faults.

2.3. Boundary Conditions

[14] Boundary conditions reflect regional extensional settings (Figure 4a) combined with slab pull (Figure 4b). Hydrostatic boundary conditions are used at the bottom of the model, the upper surface is stress free, the horizontal velocity of the right-lateral boundary is fixed to zero while the divergent velocity, Vx, is applied to the left-lateral boundary. To simulate slab pull, a vertical velocity of 1 cm yr^{-1} is applied at the bottom of the model, on 60 km from the edge of the slab in a southward direction (Figure 4b). For all models, Vx is fixed at 2 cm yr^{-1}. The boundary conditions for the thermal part are shown in Figure 4c. They consist of

Table 3. Density and Thermal Conductivity of Phases

Phases	Thermal Conditions, $W\ m^{-1}\ deg^{-1}$	Density, $kg\ m^{-3}$
Continental upper mantle	3.5	3300
Asthenosphere	3.5	3280
Crust	2.5	2800
Oceanic lithosphere	3.5	3300

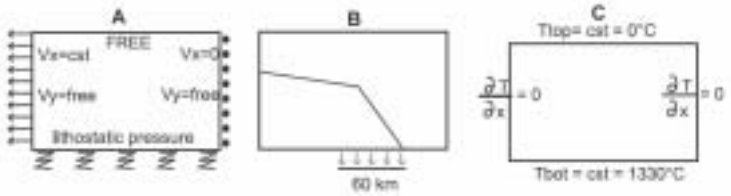


Figure 4. Boundary conditions. (a) Extensional setting with a fixed northern border and a fixed velocity applied on the southern border. Hydrostatic conditions are applied at the bottom while the top surface is free. (b) Slab pull is applied at the bottom of the model on the last 60 km of the lithospheric slab. (c) Temperature is constant at top and bottom. Null flux is applied on both sides.

fixed temperature at both bottom and top and null thermal flux on both sides of the model.

2.4. Initial State

[15] The interpretations of the variations in crustal thickness have been previously discussed (see section 1.1). The following numerical experiments take these variations into account as well as the presence and the position of the subducting slab. Thus complex initial states have been used to evaluate the possible interactions between both these features and their influence on the style of deformation during the last million years in the Gulf of Corinth.

3. Description of the Experiments

[16] In this study, we basically test three major initial possible geometries (Figures 5a to 5c), which correspond to possible positions of the slab related to the initial heterogeneity of the crust when the last phase of rifting in the Gulf of Corinth started.

3.1. Preliminary Tests

[17] Prior to testing of these main hypotheses, we first conducted a number of preliminary experiments aimed at estimating the model's sensitivity to various parameters. During these experiments, the rheological parameters were fixed as shown in Tables 1 and 2, and we varied the boundary conditions (symmetric or asymmetric lateral velocity) and the initial geotherms. The first group of the preliminary experiments aimed at determinate the influence of boundary conditions on the strain pattern. They showed that the asymmetry in lateral boundary conditions produces second order effect on the localization of initiation of the brittle deformation (faulting) but has negligible influence on the deformation of deeper crustal interfaces, which is obviously dominated by gravity driven deformation mechanisms.

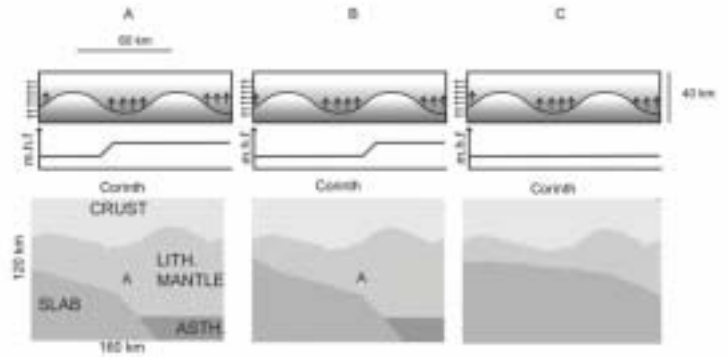


Figure 5. Initial geometries and predicted heat flow at the base of the continental crust Point A is located where the dip of the lithospheric slab changes. (a) High and laterally homogenous heat flow at the base of the continental crust, the point A located under thickened continental crust; (b) laterally inhomogeneous heat flow at the base of the continental crust, the point A shifted from the thickened part of continental crust; and (c) low and homogeneous heat flow at the base of the crust, the slab is flat, there's no convective thermal anomaly in the asthenospheric mantle.

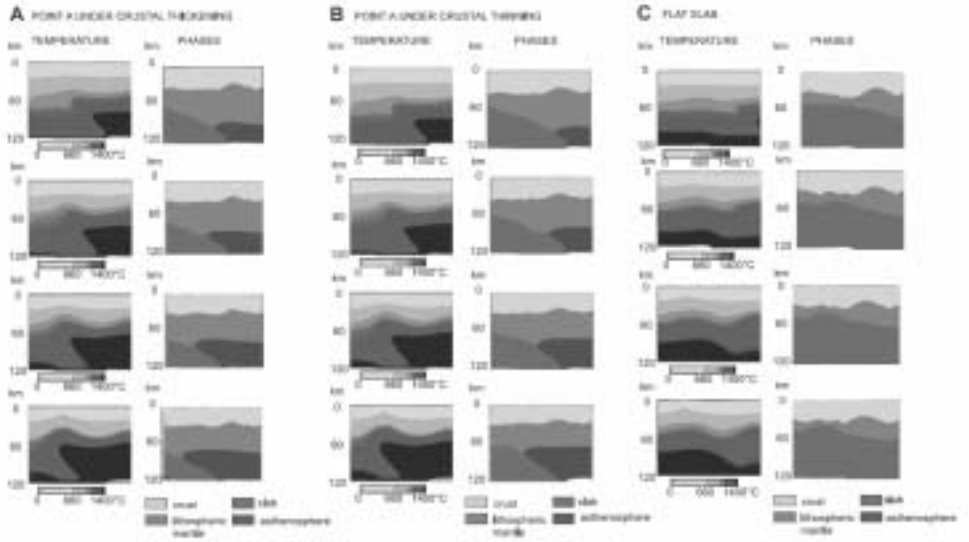


Figure 6. (a), (b), and (c) Two-dimensional distribution of temperature and geometry of the structure for cases presented in Figures 5a, 5b, and 5c, respectively.

[18] Since the content of radiogenic heat-producing elements in the upper crust is difficult to estimate, the initial thermotectonic age (as defined, e.g., by *Ruror and Diament* [1995]) is naturally subject to great uncertainties. For this reason we make a second group of preliminary experiments that aims at determinate this parameter for the case of the gulf of Corinth. Thus we varied the thermotectonic age from 50 to 300 Myr. The test for a thermotectonic age of 50 Myr provides the best fit to the observed depth of the brittle-ductile transition [*Rigo et al.*, 1996] for the estimated average strain rates in the region [*Briole et al.*, 1999] and the rheology chosen for crust in the experiments. This hypothesis can easily be supported because the upper crustal granites in the Aegean domain are dated at about 20–30 Myr.

3.2. Initial State for Our Study

[19] Figure 5 shows three possible basic initial situations for recent extension in Corinth. The critical point A corresponds to the break in the dip angle of the slab observed in the tomographic data [*Thèri*, 2000]. Its lateral position with respect to the zone of the maximal crustal thickening may vary according to the profile selected (Figure 3a).

[20] Small-scale mantle convection is expected to take place in the front of the lithospheric slab. This would however depend on initial situations of which three examples are represented in Figure 5. The first one considers point A situated under the thickened part of the crust (Figure 5a). The second one corresponds to the position of point A under the thinned part of the crust (Figure 5b) and the last one assumes a flat slab under the whole crust (Figure 5c). One of the obvious effects of the variation in the lateral position of point A is related to the horizontal size of the contact zone between the hot upwelling asthenosphere and the underlying cold lithosphere.

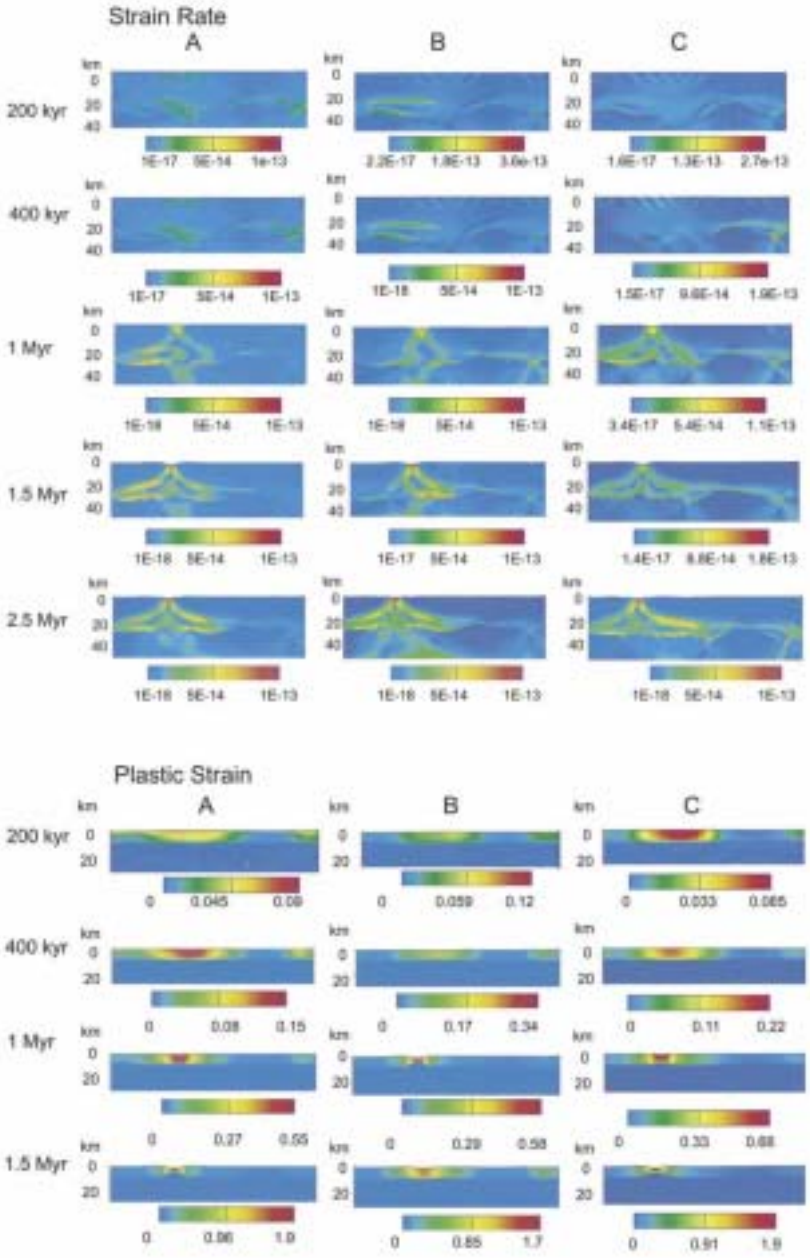
4. Results and Interpretations

[21] The results of the experiments related to the initial hypotheses illustrated in Figure 5, are shown in Figures 6 and 7. Figure 6 presents the evolution of the geometry of the different units through time, while Figure 7 (top) represents strain rate in the first 40 km though time and Figure 7 (bottom) represents plastic strain in the first 20 km of the model. All these cases (Figures 7a–7c) correspond to the setups presented in Figures 5a–5c, respectively.

4.1. Crustal Deformation: Common Predicted Features and Major Differences

[22] In all experiments, the obtained brittle-ductile transition is located between 5 and 10 km depth (Figure 7, bottom), and this result fits the data of the seismogenic zone obtained by *Rigo et al* [1996].

[23] Also, in all cases, from the early beginning, the plastic (brittle) strain concentrates above the thickened parts of the crust (Figures 7a–7c, bottom). At 200 kyr after the onset of rifting, the plastic strain is already localized preferentially at the southern thickened part of the crust. In our model, the northern thickened part of the crust does not follow the same evolution due to the boundary condition


Strain Rate
A
B
C
200 kyr
400 kyr
1 Myr
1.5 Myr
2.5 Myr
Plastic Strain
A
B
C
200 kyr
400 kyr
1 Myr
1.5 Myr
km
0
20
40

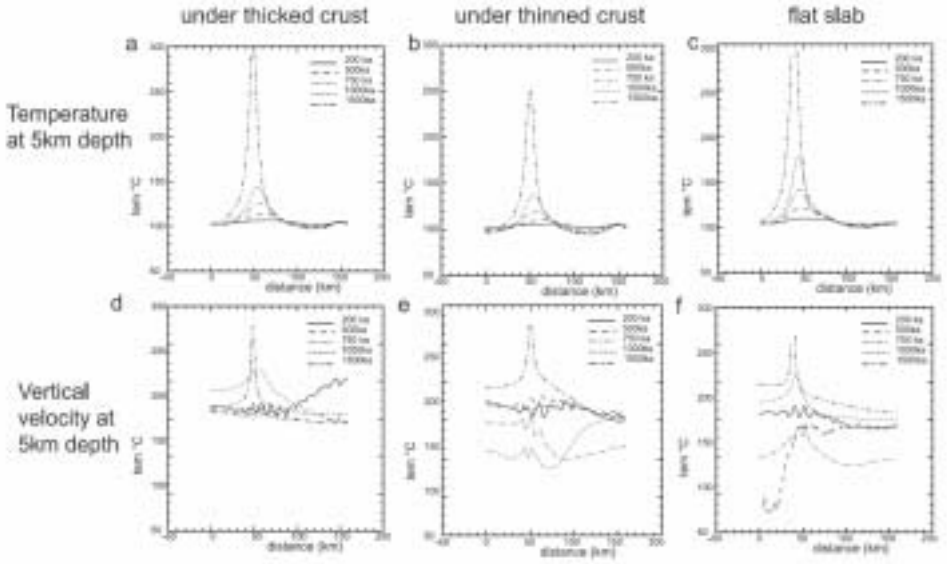


Figure 8. Temperature and vertical velocity at 5 km depth for different time steps. (a, b, c) Temperature. Note the acceleration of heating after 1 Myr for all models. (d, e, f) Vertical velocity. Note the narrowing of the distribution of the high velocity of vertical displacement.

on the right-hand side. This boundary condition effect allows us to compare the evolution of the thick crust under various growth rates and provides a kind of reference between the collapsed zone and the preserved one.

[24] Figure 8 shows the modeled temperature and vertical velocity profiles at 5 km depth for the three experiments. Where crustal collapse occurs (Figure7), the temperature at the middle level of the crust grows from the early beginning of the experiment (Figures 8a, 8b, and 8c). Later on, crustal shear zones develop in the lower crust (Figure 8). The thermomechanical processes associated to this localization of strain in the crust are complex and need a more through explanation (see below).

[25] The maximal plastic strain develops in wide zones of the upper crust located above the thickened parts of the crust (<35 km). The Moho boundary flattens due to the gravitational collapse of crustal structures favored by high-viscosity contrasts between the ductile crust and the competent mantle. The presence of a low-viscosity lower crust favors the development of hot intracrustal thermal anomalies laterally confined between competent mantle domains (Figures 7a–7c). At this early stage, no significant localization of strain occurs in the lower crust (see strain rate in Figure 7 (top)). In later stages, between 750 kyr and 1 Myr, remarkable strain rate contrasts develop in the lower crust (Figure 7, top). The amplitude ranges from maximum values of about 5×10^{-14} s^{-1} in a very localized area down to 10^{-17} s^{-1} anywhere else. The maximal strain rate zones, interpretable as shear zones, follow the 400°C isotherm, which roughly corresponds to the uppermost limit of the brittle-ductile transition in quartz assuming mean strain rate of 10^{-15} s^{-1}.

Figure 7. (opposite) (top) Strain rate in the crust; localization of strain in the lower crust. In the model, there is no localization in the lower crust before 1 Myr, and then differences develop. At 1.5 Myr, (a) the case with point A under crustal thickening leads to the formation of two symmetrical shear bands; (b) the case with point A under crustal thinning leads to the formation of only one shear band verging to the north at 1.5 Myr but at 2.5 Myr after the onset of rifting, a second shear band, symmetric to the first one, has formed, and (c) the case with a flat slab leads to the formation of two symmetrical shear bands at 1.5 Myr and after 2.5 Myr the shear band verging to the north seems to localize more strain then the other. (bottom) Plastic strain in the upper crust. The rest of the crust has been neglected because no brittle plastic deformation occurs deeper in the crust. (a), (b), and (c) Cases corresponding to the sketches presented in Figures 5a, 5b, and 5c. In all the cases, plastic strain first occurs on wide zones corresponding to the thick part of the crust and then localizes at the top of the ductile shear bands. See color version of this figure at back of this issue.

[26] The temperature curves (Figures 8a, 8b, and 8c) show that the temperature anomaly in the thickened part of the crust grows slowly until strain localization occurs in the lower crust (~750/1000 kyr). Then thermal advection accelerates leading to a concentration of high-temperature anomalies in zones of fastest vertical uplift (Figures 8d, 8e, and 8f). This acceleration is caused by positive feedback between the temperature, thermal buoyancy and effective viscosity of the material. One may note that in the initially thinned part of the crust, temperature decreases slowly since the degree of mechanical coupling between the crust and mantle (Figures 8a, 8b, and 8c) increases.

4.2. Mantle Control on Deformation

[27] Almost all effects and similarities described in the previous section refer to the particular initial crustal geometry. The mantle geometry affects the strain localization in the crust and particularly the symmetry of the computed rift structure and the vertical movements. Because the asthenosphere is less dense and hotter than the lithospheric slab and because the slab is retreating, upwelling of hot mantle material appears to be the main controlling factor. Significant convection in the asthenospheric mantle develops at the front of the slab for cases a and b. They influence the deformation style in the crust.

[28] In the case where the thickened crust occurs above point A, the upwelling mantle material reaches ~60 km depth within about 750 kyr and is located exactly beneath the zone affected by the collapse of the initially thickened crust. In this case, the hot thermal anomaly in the mantle and the intracrustal anomaly resulting from this collapse are vertically aligned (see temperature on Figure 6a). The resulting deformation in the crust is characterized by symmetrical repartition of strain into two shear zones (see strain rate Figure 7a, top). In the case of a flat slab (Figure 5c) the strain is also localized into two symmetrical shear zones (Figure 7c, top), but important differences from the previous model are observed at upper crustal scale. In the case of a flat slab, the intracrustal thermal anomaly grows earlier as the uplift is more efficient (see temperature curves at 5 km depth in Figures 8a and 8c for comparison). The second difference between the two profiles is the spatial distribution of vertical uplift: the amplitudes of the strain rates in the lower crust are rather close in both experiments, but the distribution is asymmetrical in the case of a flat slab (Figure 8f). This asymmetry is not present in case a (break point A situated beneath the thickened part of the crust). Heat flux from the mantle has an influence on the distribution of vertical uplift rates, but not on their maximum amplitudes.

[29] By contrast, in case b (point A shifted to the north of the thick part of the crust, Figure 5b), when strain localization begins in the lower crust, the hot thermal mantle upwelling is shifted to the north from the former collapsed zone (Figure 7b). This thermal horizontal gradient at the base of the collapsed zone favor strain localization on the north dipping potential shear zone (Figure 7b, top). In this case, the thermal anomaly is reduced compared with both the other cases.

[30] The experiments have been continued until 2.5 Myr after rifting. For cases a and c the results (not presented here) indicate no major change in the style of deformation, whereas case b was fairly more interesting. After, 2.5 Myr the slab has retreated. The thermal gradient at the base of the collapsed zone does not exist anymore and the asymmetric mode changes to a more symmetric one (Figure 7b, top).

5. Discussion

[31] The two main goals of our study were to characterize the mechanisms of strain localization in the crust in conditions similar to those observed in the Gulf of Corinth and to understand by this way the original aspect of the crustal structures observed in the gulf.

5.1. Mechanisms Leading to Strain Localization

[32] In all experiments, the strain localized in the brittle part of the crust and then propagated into the ductile part where an intracrustal thermal anomaly has been generated. A test made without thermal coupling indicates that no shear zone will ever occur if the thermal field remains constant in the crust. (Thermal state is fixed to the initial conditions. There is no anomaly forming during the collapse of the crust.) In this case plastic strain is less important than in the thermally coupled experiments. Using the thermomechanical approach, we can compute the development of the shear bands in the lower crust, which intensify and accelerate the plastic strain in the upper crust. As a result, our models predict two stages of evolution for the last million years in the Corinth rift. During the first stage, the area collapses, producing extension on a large regional scale, and causing normal faulting (Figure 9, step 1). Later, the thermal intracrustal anomaly produced in the crust during the collapse stage favors strain localization on symmetrical shear bands in the lower crust (Figure 9, step 2). These bands propagate downward from the center of the extensional zone and merge with the interface between the crust and the competent mantle in the zones of crust thinning inherited from the initial geometry (Figure 9, step 2).

[33] After the onset of the development of these bands, plastic strain becomes more intensive and tends to spatially localize in the brittle crust. This is the second phase during which the vertical movements are highest and the topography grows quickly.

[34] Our results suggest that the initial geometry of the crust can explain the existence of two phases of rifting without any change in the regional extension rate. Our experiments have shown that the geometry of the rift strongly depends on the position of the slab, which controls the symmetry, or asymmetry of the shear in the ductile crust (Figure 9, step 3).

5.2. Inferred Geodynamic Evolution of the Rift of Corinth

[35] The Gulf of Corinth is characterized by east–west contrasts in terms of the subsidence area and of the uplift and opening rate during the last million years. Westward

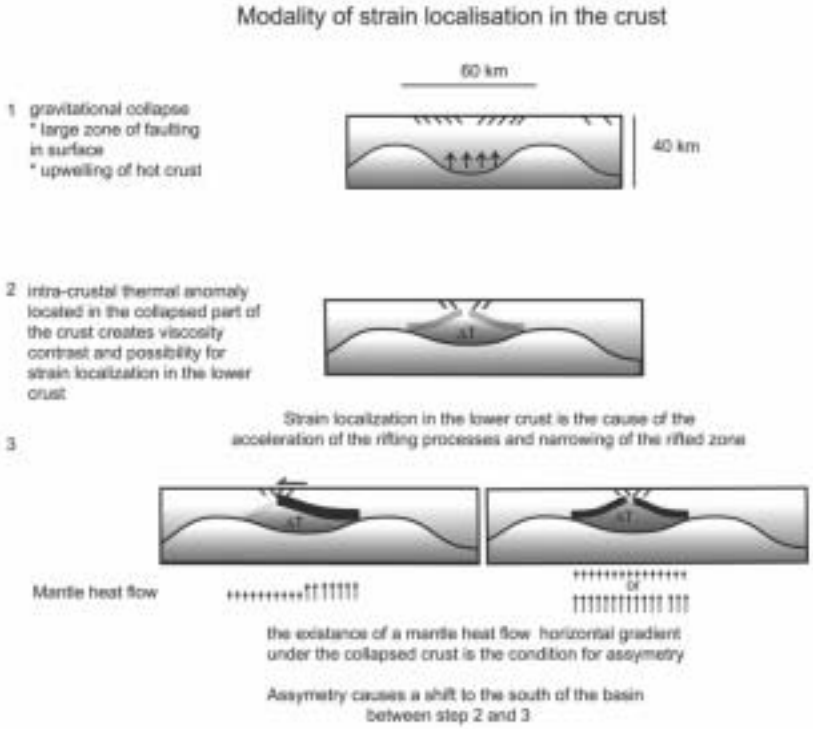


Figure 9. Strain localization in the crust: the role of initial thickness variation in a back arc domain context.

in the gulf, nearby the towns of Aigion and Xylocastro (profile 1 on Figure 10), the observations fit with case b (see Figure 5b) after 1 Myr. The model predicts the narrowing of the subsiding area and the increase of the differential uplift during the second stage (which has been also recorded on the sedimentary sequence by the change from alluvial fans to Gilbert's delta). During the second stage, the model predicts the development of the shear zone dipping to the north through the all lower crust from the depth of the brittle-ductile transition. This shear zone is compatible with the focal mechanism data of *Rigo et al.* [1996], which highlight a rotation of the *P* and *T* axes at the brittle-ductile transition depth. The model also predicts a progressive southward migration of the depocenter of the rift recorded on the Hellenic petroleum seismic data [*Clément*, 2000; *Moretti et al.*, 2002]. The current depocenter on profile 1 is located in the central part of the gulf.

[36] In the eastern part, the observations fit with case a 1 Myr after onset of rifting or case b after 2 Myr. Indeed, due to the slab retreat, this part of the rift has undergone various positions versus the slab since the beginning of the extension. On the second profile, normal faulting is active on both sides of the rift in the upper crust with faults dipping both northward and southward sometimes affected by the same seismic crisis like in 1981 [*Jackson et al.*, 1982]. These observations clearly correlate with the results of case a at 1 Myr and of case b at 2 Myr. However, only case b can explain the migration of the depocenter in the southward direction observed in the marine seismic data.

6. Conclusion

[37] The area of the Gulf of Corinth presents inherited crustal thickness undulations as well as strong lateral variations in mantle heat flux. Our approach consisted in testing three different initial geometries corresponding to the three main possible spatial relationship between the high heat flux at the front of the subducting Hellenic slab

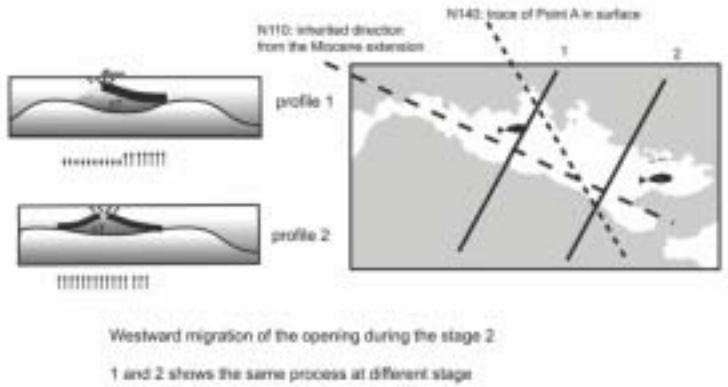


Figure 10. Proposed geodynamical model for the opening of the Gulf of Corinth.

and the thickened crust beneath the Gulf of Corinth. We have thus been able to propose a single model for the opening of the gulf of Corinth in which all observations made from west to east are well related to different stages of evolution in case b (i.e., case with thermal anomaly shifted to the north from the thickened crustal zone). Thus east–west variations in the Gulf of Corinth can be explained by the slab retreat and by the difference between the dipping direction of the slab (N50°) and the direction of the inherited crustal structures (N120°) in the area (Figure 10). In all of the studied profiles (Figure 10), the rifting begins from collapse of the crust structures. On profile 1, the evolution is stopped at this stage. In the center of the Gulf of Corinth, the present situation corresponds to the asymmetric stage (case b after 1 Myr) whereas the eastern profile corresponds to case b after 2 Myr (or case a after 1 Myr).

[38] In the brittle upper crust, the fault geometries are mainly due to the far stress field while in the lower crust and upper mantle, the interactions between the mantellic flow and the regional stress field lead to more complex coupling. At such a depth, the contrasts in the mechanical behavior play a major role in reorientation of the stress field and in strain localization. Our model does not suggest a propagation of the asymmetric shear bands through the upper crust.

Appendix A: Numerical Model

[39] The 2-D numerical scheme was developed from the PARAVOZ code [*Poliakov et al.*, 1993] based on the FLAC algorithm [*Cundall*, 1989]. The PARAVOZ code is a fully explicit time-marching large-strain Lagrangian algorithm that solves the full Newtonian equations of motion

$$\rho \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}\right) - \operatorname{div}\,\sigma - \rho \mathbf{g} = 0$$

coupled with constitutive equations of kind:

$$\frac{D\sigma}{Dt} = F\left(\sigma, \mathbf{u}, \nabla \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}, \ldots T \ldots\right)$$

and with those of heat transfer (diffusion and advection):

$$\rho C_p \partial T/\partial t + \mathbf{u}\nabla T - \operatorname{div}(\mathbf{k}\nabla T) - H_r = 0$$

and surface erosion (linear or nonlinear diffusion):

$$\partial h_s/\partial t - \nabla(k_e \nabla h_s) = 0,$$

where $\mathbf{u}$, σ, $\mathbf{g}$, $\mathbf{k}$ are the respective vector-matrix terms for the displacement, stress, acceleration due to body forces and thermal conductivity. The scalar terms t, ρ, C_p, T, H_r, k_e, k_e respectively designate time, density, specific heat, temperature, internal heat production, surface elevation and coefficient of erosion. The terms $\partial/\partial t$, D/Dt, F denote a time derivative, an objective time derivative and a functional, respectively.

[40] In the numerical scheme, a solution of the equations of motion provides velocities at mesh points, which allows calculation of element strains. These strains are used in the

constitutive relations to calculate element stresses and equivalent forces, which form the basic input for the next calculation cycle. The Lagrangian coordinate mesh moves with the material, and at each time step the new positions of the mesh grid nodes are calculated and updated in large strain mode from the current velocity field using an explicit procedure (two-stage Runge-Kutta). To solve explicitly the governing equations, the PARAVOZ (FLAC) method uses a dynamic relaxation technique by introducing artificial masses in the inertial system. An adaptive remeshing technique developed by *Poliakov et al.* [1993] allows resolution of strain localizations leading to formation of the faults. The solver of the FLAC method does not imply any inherent rheology assumptions, in contrast with the most common finite element techniques based on the implicit displacement method. The main interest in this method thus refers to its capability to model physically highly unstable processes and handle strongly nonlinear rock rheologies in their explicit form of the constitutive relationship between strain and stress.

A1. Brittle-Ductile Interactions

[41] The ductile-elastic-brittle rheology used here (as well as in most geodynamic codes) can be schematically represented as a serial connection of an elastic string component, frictional block component and a nonlinear viscous dash-pot component. The total incremental strain in such a system is a sum of incremental viscous, plastic and elastic strains in each of the components, whereas the steady state component stresses are equal. On each time step, the algorithm uses a current solution for strain and strain rate in each numerical element to predict incremental stress in each of the rheological components for the next time step. The component which predicts lowest stress for given strain will dominate the overall behavior of the grid element. Exact constitutive relations for each component are solved on each time step, which makes the algorithm very robust. The behavior of each rheological component plugged in a chain may be completely different from its stand-alone behavior. For example, pure viscous deformation does not depend on strain, but in elastoviscous material, the initial strain controls the viscous stress and strain rate. In a serial viscoplastic media, the plastic stress limits the viscous stress (and vice versa), and consequently the viscous strain rate. Thus a plastic component, which alone is strain rate independent, controls, and is being controlled by, the strain rate in a viscoplastic couple. For this reason, in the vicinity of the brittle-ductile transition, the velocity field in both ductile and brittle zones is strongly controlled by the behavior of all ductile, brittle and elastic parts. This behavior cannot be reduced to that of a viscous or viscoelastic material.

[42] The algorithm handles nonlinear plastic-elastic-viscous behavior allowing for realistic representations of rock rheology. Brittle deformation is approximated by a Mohr-Coulomb plasticity term; Hooke's law approximates the elastic term. This formulation corresponds to a non-associated elastoplasticity. Intracrystalline plasticity, which corresponds to effectively nonlinear viscous behavior, is approximated by ductile creep law derived from the data of experimental rock mechanics. According to this law, the strain rate is a nonlinear function of the deviatoric stress and is an exponential function of the inverse temperature. The corresponding constitutive behavior can be schematically represented as a serial connection of an elastic spring, of a viscous dashpot and of a frictional block.

A2. Plastic (Brittle) Behavior

[43] The brittle behavior of the uppermost lithosphere is given by experimentally derived Byerlee's law [*Byerlee*, 1978]:

$$\tau \approx 0.85\sigma_n, \quad \sigma_n < 200 \text{ MPa},$$

$$\tau \approx 0.5\text{MPa} + 0.6\sigma_n, \quad \sigma_n > 200 \text{ MPa},$$

or

$$\sigma_1 - \sigma_3 \approx 4\sigma_3, \quad \sigma_3 < 110 \text{ MPa},$$

$$\sigma_1 - \sigma_3 \approx 2.1\sigma_3 + 210, \quad \sigma_3 > 110 \text{ MPa},$$

where τ is shear stress and σ_n' is effective normal stress, σ_1 and σ_3 are principal stresses. Byerlee's law corresponds to pressure dependent Mohr-Coulomb material with friction angle ϕ and cohesion $|C_0|$ [e.g., *Gerbault et al.*, 1999]:

$$|\tau| = C_0 - \tan\phi\sigma_n', \tag{A1}$$

where σ_n is normal stress $\sigma_n = P + \sigma_{II}^{dev}\sin\phi$, P is the effective pressure, σ_{II}^{dev} is the second invariant of deviatoric stress, or effective shear stress. The Condition of transition to brittle deformation (function of rupture f) reads as $f = \sigma_{II}^{dev} + P\sin\phi - C_0\cos\phi = 0$ and $\partial f/\partial t = 0$. In terms of principal stresses, the equivalent of the yield criterion (A1) reads as

$$\sigma_1 - \sigma_3 = -\sin\phi(\sigma_1 + \sigma_3 - 2C_0\tan^{-1}\phi) \tag{A2}$$

Parameters $\phi = 30°-33°$ and $|C_0| = 5-20$ MPa represent Byerlee's law for most rocks. In case of important fluid pressure, which is the normal case for oceanic crust, σ_n is reduced to $\sigma_n' = \sigma_n - P_f$, where P_f is fluid pressure.

A3. Elastic Behavior

[44] The elastic part is defined using commonly inferred values of elastic constants for lithospheric rocks, that is, with Young's modulus of 80 GPa and Poisson's ratio of 0.25 [*Turcotte and Schubert*, 1982]:

$$\sigma_{ik} = (\lambda + 2\mu 3^{-1})\varepsilon_{ii}\delta_{ik} + 2\mu(\varepsilon_{ik} - 3^{-1}\varepsilon_{ii}\delta_{ik}), \tag{A3}$$

where λ and μ are Lamé's constants related to Young's modulus, E, and Poissons' ratio, υ, as $\lambda = E\upsilon[(1 + \upsilon)(1-2\upsilon)]^{-1}$; $\mu = E[2(1 + \upsilon)]^{-1}$, and δ is Kronecker's delta.

A4. Viscous (Ductile) Behavior

[45] A non-Newtonian ductile rheology is presented by a power law stress and exponential temperature dependence of the strain rate:

$$\dot{\varepsilon} = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp -\frac{Q}{RT}, \qquad \text{(A4)}$$

where the parameters A, n, Q are experimentally determined material constants, and are the principal stresses, is the strain rate, T is the absolute temperature, and R is the universal gas constant. The material parameters for the creep law are given in Table 2. The creep law allows us to estimate the effective (instantaneous) viscosity of the rock. According to this law, in the upper mantle just below the lithosphere, viscosity is about 10^{19} Pa s, which matches the values obtained from postglacial rebound data [*Turcotte and Schubert*, 1982]; in the depth interval from 50 to 0 km it increases from 10^{19} to 10^{25}–10^{27} Pa s.

[46] **Acknowledgments.** Thanks to Badr Gharbal for the microstructural results. We thank L. Jolivet, C. Tiberi and F. Guzydan for constructive discussions. Thanks to R. H. Gabrielsen and an anonymous reviewer for their advice and corrections and to Alex Peliukov for the time he spent too. This work has been done in relation with the Corinth rift laboratory development. Additional information: http://www.dfp.fr/corinth and http://www.corinth-rift-lab.org

References

Armijo, R., B. Meyer, G. C. P. King, A. Rigo, and Papanastassiou, Quaternary evolution of the Corinth rift and its implications for the late Cenozoic evolution of the Aegean, *Geophys. J. Int., 126*, 11–53, 1996.

Aubouin, J., et al., Contribution à la géologie des Hellénides: Le Gavrovo, le Pinde et la zone ophiolitique subpélagonienne, *Ann. Soc. Geol. Nord, 90*, 277–306, 1970.

Bitsiu, P., A. H. Lyon Caen, J. Baggi, K. Papatsimi, C. Mostrati, A. Hatzfeld, G. Veis, D. Hatzfeld, and A. Deschamps, Active deformation of the gulf of Korinthos, Greece: Results from repeated GPS surveys between 1990 and 1995, *J. Geophys. Res., 103*, 25,809–25,825, 1999.

Bravo, E. B., and M. Diament, The effective elastic thickness (T_e) of continental lithosphere: What does it really mean?, *J. Geophys. Res., 108*, 2409–2027, 1999.

Bruce, E. B., and A. N. B. Peliukov, Erosion and rheology controls on syn-and post-rift evolution: Verifying old and new ideas using a fully coupled numerical model, *J. Geophys. Res., 106*, 16,461–16,481, 2001.

Byerlee, J., Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys., 116*, 615–626, 1978.

Clément, C., Imagerie sismique crustale de la subduction Hellénique et du golfe de Corinthe, Univ. Paris VII, Paris, 2000.

Cundall, P. A., Numerical experiments on localization in frictional materials, *Ing. Arch., 59*, 148–159, 1989.

Pyllikis, M. D., and N. P. Kolios, Preliminary heatflow map of Greece, in *Terrestrial Heatflow in Europe*, edited by V. Cermak and L. Rybach, pp. 197–205, Springer-Verlag, New York, 1979.

Gautier, P., and J. P. Brun, Crustal scale geometry and kinematics of late orogenic extension in the central aegean (Cyclades, Evvia Island), *Tectonophysics, 238*, 399–424, 1994.

Gautier, P., J. P. Brun, R. Moriceau, D. Sokoutis, J. Martinod, and L. Jolivet, Timing, kinematics and cause of the Aegean extension: A scenario based on a comparison with simple analogue experiments, *Tectonophysics, 315*, 31–72, 1999.

Gharbali, M., G. B. Baecr, A. N. B. Peliukov, and M. Daignières, Do faults trigger folding in the lithosphere?, *Geophys. Res. Lett., 26*, 271–274, 1999.

Ghisetti, F. C., L. Vezzani, F. Agosta, R. Silveri, and I. Moretti, Tectonic setting and sedimentary evolution of the south-west margin of the Corinth rift (Aigion-Xylocastro area), Inst. Fr. du Pétrole, Rueil Malmaison, France, 2001.

Gharbali, B., Quels arguments en faveur d'un détachement Plio-Quaternaire au sud du Golfe de Corinthe?: Etudes tectono-métamorphique des Phyllades du Péloponnèse septentrional., mémoire de DEA, Univ. Paris VI, Paris, 2002.

Jackson, J. A., J. Gagnepain, G. Houseman, G. C. P. King, P. Papadimitriou, C. Soufleris, and J. Virieux, Seismicity, normal faulting and the geomorphological development of the gulf of Corinth (Greece): The Corinth earthquakes of February and March 981, *Earth Planet. Sci. Lett., 57*, 377–397, 1982.

Jacobshagen, V., S. Dürr, F. Kockel, K. Kopp, and G. Kowalczyk, Structure and geodynamic evolution of the Aegean Region, in *Alps Apennines Hellenides: Geodynamic Investigations Along Geotraverses by an International Group of Geoscientists, Inter-Union Comm. Geodyn. Sci. Rep., 38*, pp. 537–620, E. Schweizerbart'sche, Stuttgart, Germany, 1978.

Jolivet, L., A comparison of geodetic and finite strain pattern in the Aegean, geodynamic implications, *Earth Planet. Sci. Lett., 187*, 95–104, 2001.

Jolivet, L., J. P. Brun, P. Gautier, S. Lallemant, and M. Patriat, 3D kinematics of extension in the Aegean region from the early Miocene to the present, insights from the ductile crust, *Bul. Soc. Geol. Fr., 165*, 195–209, 1994.

Lavier, L. L., W. R. Buck, and A. N. B. Peliukov, Self consistent rolling hinge model for the evolution of large offset low-angle faults, *Geology, 27*, 1127–1130, 1999.

Lyon Caen, H., K. Makropoulos, P. Papadimitriou, A. Deschamps, P. Bernard, F. Pachiani, S. Boscus, H. Castarede, and F. Cornet, Seismicity in the Aigion area as seen by the Corinth Rift seismological network, *Geophys. Res. Abstr.* [CD-ROM], *4*, EGS02-A-05400, 2002.

Makropoulos, D., Active tectonics of the mediterranean region, *Geophys. J. R. Astron. Soc., 38*, 109–185, 1972.

Micarelli, L., J. M. Daniel, and I. Moretti, Structural characterization of Quaternary fault zones in the Aigion area (Greece), *Geophys. Res. Abstr.* [CD-ROM], *4*, EGS02-A-02726, 2002.

Moretti, I., F. Ghisetti, L. Vezzani, and R. Silveri, Tectonic setting and sedimentary evolution of the south-west margin of the Corinth Rift (Aigion-Xylocastro area), *Geophys. Res. Abstr.* [CD-ROM], *4*, EGS02-A-02906, 2002.

Orl, G. G., Geological history of the extensional basin of the gulf of Corinth (Miocene Pleistocene), Greece, *Geology, 17*, 918–921, 1989.

Parsons, D., P. M. De Martini, D. Papanastassiou, N. Palyvos, F. Lemeille, and G. Stavrakakis, A reappraisal of the 1894 Atlantic earthquake surface ruptures, central Greece, *Bull. Seismol. Soc. Am., W*, 780–780, 2001.

Peliukov, A. N. B., and W. R. Buck, Faulting due to stressing of visco-elastic-plastic lithosphere: Some remarks on brittle-ductile transition, rift shoulders and depth of rifting, *Eos Trans. AGU, 77*(46), Fall Meet. Suppl., F702, 1996.

Peliukov, A. N. B., Y. Y. Podladchikov, and C. Talbot, Initiation of salt diapirs with frictional overburden: Numerical experiments, *Tectonophysics, 228*, 199–210, 1993.

Rigo, A., H. Lyon Caen, R. Armijo, A. Deschamps, D. Hatzfeld, K. Makropoulos, and K. I. Papadimitriou, A microseismic study in the western part of the Gulf of Corinth (Greece) implications for large-scale normal faulting mechanisms, *Geophys. J. Int., 126*, 663–688, 1996.

Sorel, D., A Pleistocene and still active detachment fault and the origin of Corinth Patras Rift, Greece, *Geology, 28*, 83–86, 2000.

Spakman, W., M. J. R. Wortel, and N. J. Vlaar, The Hellenic subduction zone: A tomographic image and its geodynamic implications, *Phys. Earth Planet. Inter., 75*, 1–16, 1988.

Stefatos, A., G. Papatheodorou, G. Ferentinos, M. R. Leeder, and R. E. L. Collier, Seismic reflection imaging of active offshore faults in the Gulf of Corinth, *Geophys. Res. Abstr.* [CD-ROM], *4*, 2002a.

Stefatos, A., G. Papatheodorou, G. Ferentinos, M. R. Leeder, and R. E. L. Collier, Seismic reflection imaging of active offshore faults in the Gulf of Corinth: their seismotectonic significance, *Basin Res., 14*, 487–502, 2002b.

Tiberi, C., Rift de Corinthe et d'Evvia (Grèce): Structure lithosphérique par tomographie télésismique et gravimétrie, thèse de 3ème cycle thesis, 239 pp., Univ. Paris VII, Paris, 2000.

Tronc, E., Exhumation des roches de Haute Pression-Basse Température le long d'un transect des Cyclades au Péloponnèse (Grèce): Implications Géodynamiques, Univ. Paris XI, Paris, 2000.

Turcotte, D. L., and G. Schubert, *Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems*, 450 pp., John Wiley, New York, 1982.

Wernicke, B., Low angle normal faults in the Basin and Range province: Nappe tectonics in an extending orogen, *Nature, 291*, 645–648, 1981.

Xypolias, P., and T. Doutsos, Kinematics of rocks flow in a mountscale shear zone: Implication for the orogenic evolution of the south-western Hellenides, *Geol. Mag., 137*, 81–96, 2000.

E. Duvy and L. Le Pourhiet, Laboratoire de Tectonique, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05, France. (barbara.lepourhiet@lgs.jussieu.fr)

I. Moretti, Institut Français du Pétrole, 1-4, avenue de Bois Préau, F-92852 Rueil Malmaison, France.

CHAPITRE III Influence de la nappe des phyllades sur la cinématique de l'ouest du golfe de Corinthe : le concept du « dipping pie »

1 _ Problématique et concept du « dipping pie »:

A _ Influence de l'héritage structural : l'idée

Les nappes misent en place lors des processus orogéniques ne sont pas toutes de même nature lithologique. Leur comportement mécanique n'est donc pas identique. Soumises aux mêmes contraintes régionales, les nappes les plus faibles accommodent plus de déformation que les nappes compétentes. Le problème discuté ici ne concerne pas la réactivation de chevauchement au sens d'une ancienne faille. Il concerne plutôt le problème de l'utilisation préférentielle de contrastes lithologiques forts qu'ils soient sédimentaires (alternance argile/sable, calcaire/flysch) ou, induits par la tectonique (différentes nappes allochtones). L'étude présentée ici est très différente en terme de modélisation des approches habituelles. Généralement, les modèles de rifting considèrent un milieu homogène ou transverse isotrope (« *layered cake* »). Le but des expériences numériques est alors de contraindre, en terme de localisation de la déformation, la sensibilité des modèles à des facteurs adoucissants.

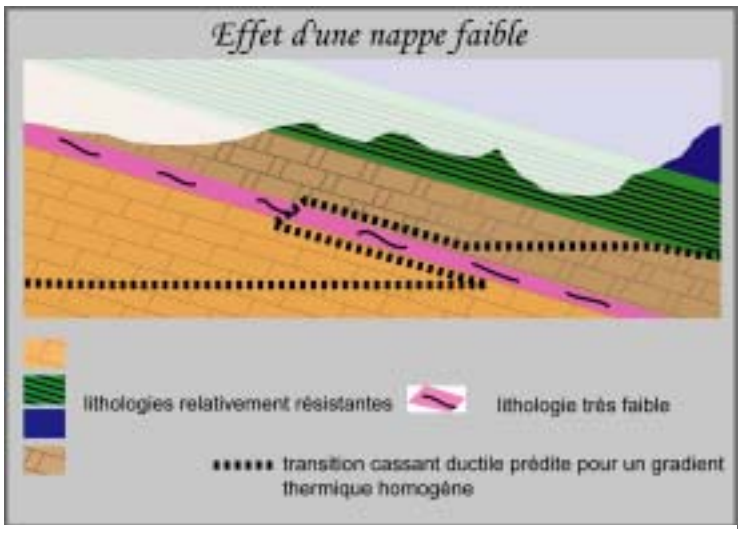


Figure 73
Effet d'une nappe faible sur la transition fragile ductile

L'optique de ce travail est différente. Il s'agit de prendre en compte une légère modification dans le modèle de départ habituel en considérant simplement que notre cher « *jelly sandwich* » à subit un petit basculement initial pour reproduire des couches géologiques de lithologies différentes possédant un certain pendage. Ce modèle fort simple prendra dès maintenant le nom de « *dipping pie* ».

B _ Analyse qualitative :

Lorsqu'on trace les enveloppes rhéologiques de la nappe et de l'encaissant le problème de l'utilisation d'un contraste lithologique se pose clairement. Au premier abord, on peut définir quatre zones en fonction de la profondeur (Figure 74-A).

La première correspond au sommet de l'enveloppe où les deux lithologies se déforment selon la même loi de comportement : la loi de Byerlee [1978]. La seconde se situe dans la partie où la nappe faible se déforme selon une loi qui est fonction du taux de déformation, tandis que l'encaissant se déforme encore selon la loi de Byerlee [1978] donc en fonction de la quantité de déformation. Cette partie ne peut en aucun cas être stable. On définira ici ce phénomène comme une instabilité de type I.

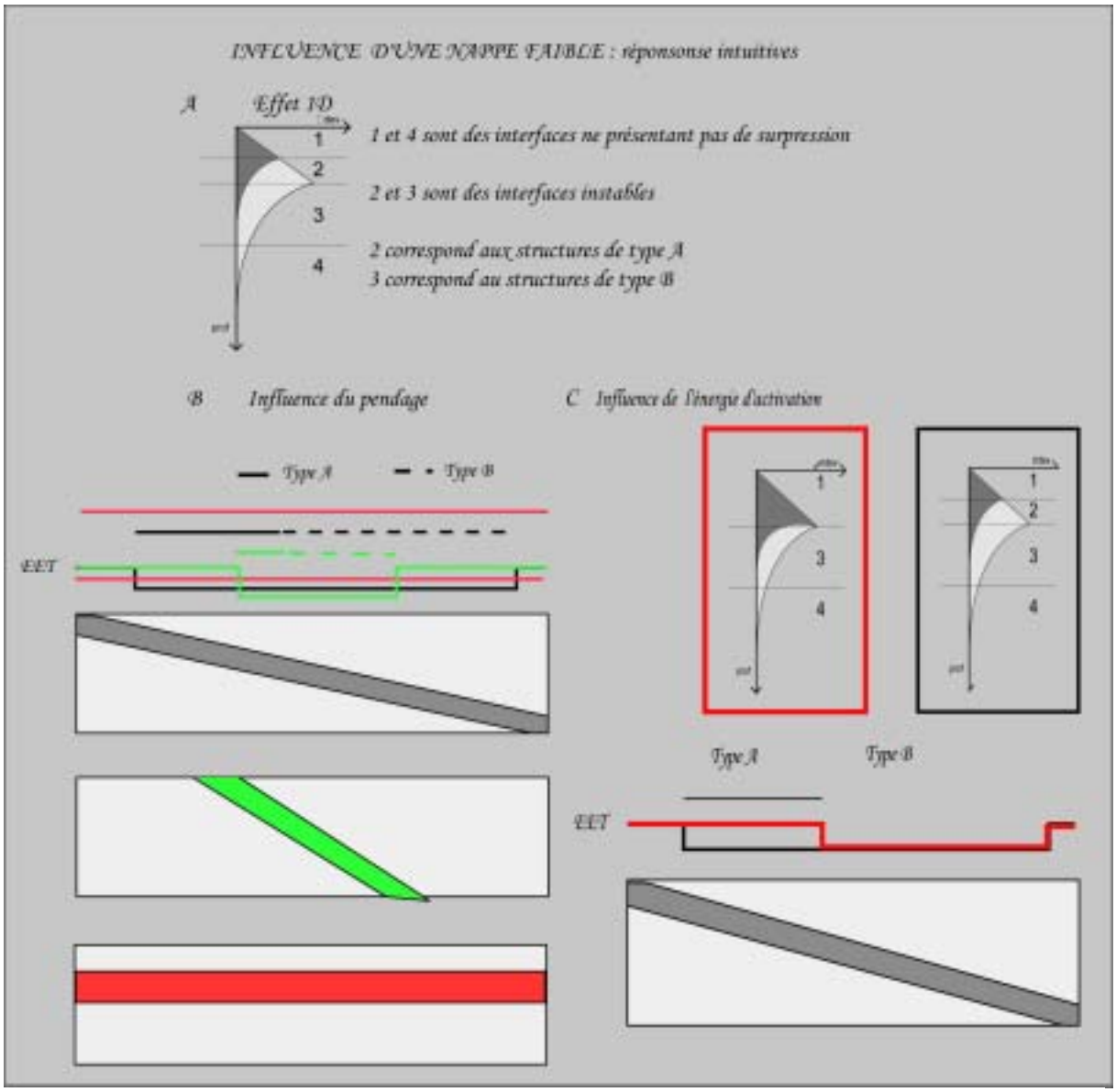


Figure 74

A : sur un profil 1D vertical, on peut définir quatre zones selon la profondeur correspondant à quatre types d'interactions possibles. Certaines sont stables (1 & 4) d'autres instables (2 & 3) et mènent à la localisation de la déformation.

B : la présence d'une nappe faible introduit un découplage dans le modèle entraînant une réduction l'épaisseur élastique équivalente (EET). Si la nappe faible possède un pendage on observera forcément des variations latérales de résistance qui induisent alors une possibilité de localiser la déformation.

C : Les lois de fluage peuvent avoir des formes différentes si l'on considère l'énergie d'activation ou le facteur pré-exponentiel. L'une ou l'autre des zones instables peut alors être favorisée.

Puis vient la troisième partie, dans laquelle les deux lithologies se déforment suivant des lois similaires mais avec des viscosités effectives différentes. On se retrouve dans le même domaine d'instabilité que celui du boudinage. C'est à dire, si l'interface est perpendiculaire à la contrainte principale (cas de la nappe horizontale), alors la déformation est stable. Dans les autres cas, des différences de pression

entre l'encaissant et la nappe vont provoquer une déformation instable dont il est à priori difficile d'établir la géométrie. Nous l'appellerons type II.
Enfin, en profondeur les deux lithologies ont des viscosités effectives toujours différentes mais si faibles que la déformation va rester stable aux vitesses de déformation possibles dans la croûte.
Après avoir défini les deux types d'instabilités que nous pouvons attendre dans nos modèles. Il est possible de prévoir leur impact en terme d'épaisseur élastique équivalente. On observe que plus le pendage de la nappe faible augmente et plus la zone de diminution de l'épaisseur élastique équivalente diminue (Figure 74-B). On peut s'attendre à voir un rift très localisé se former autour de cette nappe. Pour le cas de la nappe horizontale, on comprend rapidement que seul un type d'instabilité peut exister. Si la nappe se trouve à faible profondeur, les interactions cassant-ductiles de type I prédominent alors que si elle se trouve à forte profondeur, sa présence favorise le boudinage de la croûte.
La nature du matériau a aussi une importance majeure en terme d'énergie d'activation (Figure 74-C). Deux matériaux peuvent avoir leur transition cassant ductile à la même profondeur mais des natures cristallines différentes. Dans ce cas, les conditions correspondent au cas 3, et seules les instabilités de type II peuvent se développer.

2 _ Paramétrisation de l'étude thermomécanique 2D

A _ Conditions initiales

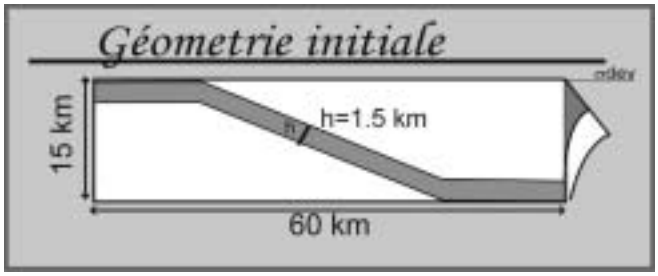


Figure 75
Géométrie initiale en plat et rampe

Une chaîne de montagne possède plusieurs unités (nappes) superposées le long de structures en plat et rampe constituant au final une pile de nappes de différentes rhéologies qui peuvent influer sur la géométrie des structures post-orogéniques.
Pour simplifier l'interprétation des résultats, une seule nappe, plus faible que celles qui l'entourent, a été considérée dans les modèles présentés ici. Le but final de l'étude étant d'étudier le golfe de Corinthe, l'épaisseur de la nappe a été fixée à un kilomètre et demi pour représenter l'unité des Phyllades.

B _ Conditions aux limites

La température est fixée au sommet et à la base de la boîte tandis qu'une condition de flux nul est appliquée sur les bords latéraux.
Sur les parois latérales, la vitesse horizontale est fixée alors que verticalement les modèles sont libres de glisser. Le sommet est une surface libre. La réponse d'un substrat visqueux infini est calculée et appliquée à chaque pas de temps à la base des modèles. La vitesse aux limites peut varier dans les différents modèles.

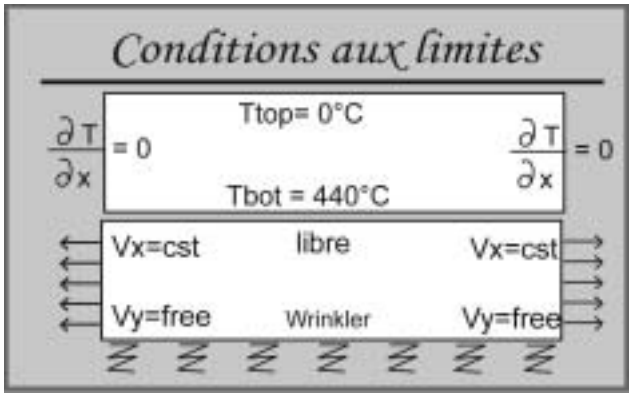


Figure 76
Conditions aux limites thermiques (haut) et mécaniques (bas)

C _ Remaillage

L'algorithme de remaillage utilisé pour les modèles présentés ici consiste à recadrer le modèle latéralement et à ajouter de la matière à la base du modèle à chaque remaillage.
Cette manipulation permet, tout en appliquant une vitesse de déformation constante de garantir aussi un taux de déformation constant au cours de l'extension.
Elle peut, par contre, créer un décalage des structures par rapport au centre du modèle au cours du temps (notamment en Figure 86).

D _ Paramètres

a) Rhéologie

Les rhéologies utilisées pour modéliser la croûte supérieure sont généralement les lois de fluage non newtoniennes **(12)** du quartz, de la quartzite ou du granite. Des lois de fluage pour la calcite, ou le marbre sont également disponibles dans la littérature (Tableau 10).
Tableau 10

	A (Pa^{-n})	E ($Jmol^{-1}$)	n	Auteurs
Marbre 1	$2.51x10^{43}$	4.18E+05	7.6	[Kirby and Kronenberg, 1987]
Marbre 2	$6.30x10^{18}$	4.27E+05	4.2	[Kirby and Kronenberg, 1987]
Quartz/granite 2	1.26E-07	1.34E+05	2.7	[Koch et al., 1989]
Quartz/granite 3	5.00E-12	1.90E+05	3	[Brace and Kohlstedt, 1980]
Quartz/granite 4	2.00E-10	1.42E+05	2	[Hansen and Carter, 1982]
Quartz/granite 5	6.81E-06	1.56E+05	2.4	[Ranalli, 1987]

Après avoir tracé les enveloppes rhéologiques correspondantes, il s'avère rapidement que le choix arbitraire d'une loi rhéologique ou d'une autre entraîne de grandes différences lorsqu'on travaille à l'échelle de la croûte supérieure.

Par ailleurs, ces rhéologies ne représentent que les phénomènes de fluage dislocation, la rhéologie des roches à l'échelle de la croûte est beaucoup plus complexe (adoucissement, fluides, anisotropie). Il est donc apparu nécessaire d'utiliser la rhéologie comme le paramètre principale de notre étude.

Pour simplifier la comparaison entre les modèles, quatre phases ont été définies. Leur énergie d'activation (Q) est fixée à une valeur représentative des valeurs expérimentales obtenues pour le quartz présentée dans le Tableau 10. Leur coefficient de non linéarité (n) est fixé à 3 (valeur représentative pour les roches en générale). Seul leur facteur pré-exponentiel (A) varie comme indiqué dans le Tableau 11 qui liste les propriétés mécaniques de ces quatre phases. Les variations de A paraissent importantes mais ces valeurs doivent être relativisée du fait de la faible épaisseur de la nappe utilisée pour nos expériences.

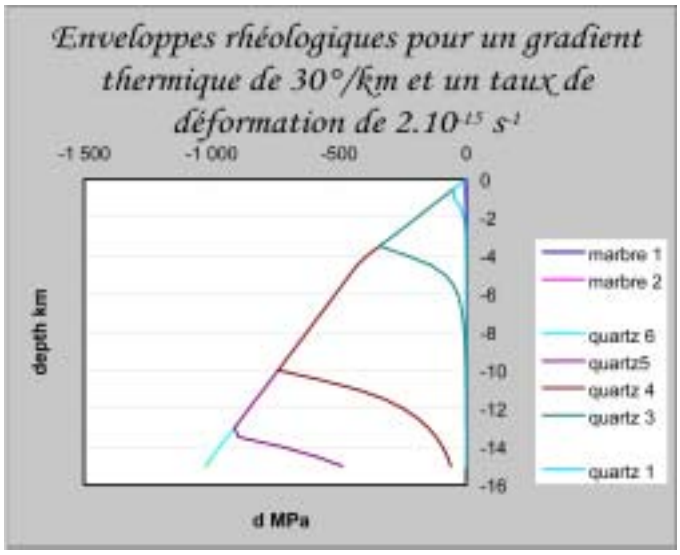


Figure 77
Détails d'enveloppes rhéologiques pour le quartz et le marbre dans la croûte supérieure en tension

Tableau 11
Densité et paramètres rhéologiques des phases

Phase	Dens., ρ kg.m^{-3}	A MPa^{-n}	n	Q kJmol^{-1}	Coef Pois.	M.Young, E GPa	C_0 MPa	Dil.Ψ, °	Fric., ϕ, °
1	2600	5×10^{3}	3	190	0.25	75	20	0°	30°
2	2600	5×10^{0}	3	190	0.25	75	20	0°	30°
3	2600	5×10^{-3}	3	190	0.25	75	20	0°	30°
4	2600	5×10^{-6}	3	190	0.25	75	20	0°	30°

b) Autres paramètres …

Le taux d'extension aux limites, le pendage de la nappe et l'intensité de l'érosion ont aussi pu varié au cours des expérimentations. L'influence de ces deux derniers paramètres n'a pas été incluse dans [Le Pourhiet et al., 2004a] mais les résultats seront brièvement commentés ici.

c) Plan d'expérience

Si les résultats les plus importants ont été publiés [Le Pourhiet et al., 2004], une étude de sensibilité préliminaire avait été conduite au préalable. Plusieurs paramètres ont été testés. Dans une première partie, l'étude s'est concentrée sur la sensibilité du modèle aux conditions initiales[3] sur la cinématique des failles.

Puis, dans une seconde partie, la sensibilité du modèle aux conditions aux limites a été étudiée, notamment l'influence de la vitesse d'extension appliquée et de la direction dans laquelle elle est appliquée (vers la gauche, vers la droite ou symétriquement). L'influence de l'érosion a aussi été testée.

[3] *pendage de la nappe faible et contraste de compétence entre la nappe et l'encaissant*

Le Tableau 12 présente les paramètres des calculs portant sur l'influence du contraste de compétence entre l'encaissant et la nappe qui ont été décrits et analysés en détails dans l'article. Les conditions aux limites étaient constantes mais sont indiquées ici pour comparaison avec les calculs supplémentaires.

Tableau 12 : paramètres des calculs présentés dans l'article 2

Modèle	1a	1b	1c	2a	2b	3a	3b	3c
Phase encaissante	4	4	4	4	3	4	3	2
Phase de l'hétérogénéité	1	1	1	2	1	3	2	1
Vitesse aux limites (cm/an)	1	1.5	0.5	1	1	1	1	1
Pendage	20°	20°	20°	20°	20°	20°	20°	20°
Direction	S	S	S	S	S	S	S	S
Erosion	N	N	N	N	N	N	N	N

Où S signifie que la vitesse aux limites est appliquée symétriquement (1/2 sur chaque bord), D/G signifie que la vitesse aux limites est appliquée vers la droite/gauche, O/N signifie que le modèle est soumis à une érosion forte/ érosion très faible

Les paramètres des modèles secondaires qui seront présentés ici et qui ne sont pas décrits dans l'article 2 sont inscrits dans le Tableau 13.

Tableau 13 : paramètres des calculs complémentaires

Modèle	4a	4b	4c	4d	4e	4f	4g	4h	4i	4j
Phase encaissante	4	4	4	4	4	4	3	3	3	4
Phase de l'hétérogénéité	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
Vitesse aux limites (cm/an)	1	1.5	1.5	1	1	1	1	1	1	1
pendage	20°	20°	20°	10°	20°	30°	10°	20°	30°	20°
direction	S	S	S	D	D	D	D	D	D	G
érosion	O	O	N	N	N	N	N	N	N	N

3 _ Résultats

Tous les résultats sont présentés sous la forme de graphiques représentant un coupe verticale bidimensionnelle de la déformation plastique cumulée (ps sur les figures) ou du second invariant des contraintes déviatoriques (tau sur les figures). La première forme de représentation (ps) a été choisie car elle est représentative des données issues de la géologie structurale. La seconde (tau) car les

déformations observées dans la première sont génétiquement liées aux contraintes déviatoriques, mais aussi pour obtenir en un clin d'oeil un très bon aperçu des zones résistantes et de l'intensité de la flexure élastique dans les modèle. Pour être complet, il sera parfois nécessaire d'examiner la pression (mécanique σii) dont dépend le critère de rupture de Mohr-Coulomb.

Le comportement rhéologique de l'hétérogénéité et de l'encaissant sont les paramètres principaux de cette étude. C'est pourquoi, l'influence des conditions initiales sur le modèle sera considérée en premier lieu, avant même d'aborder l'influence des conditions aux limites.
Dans un second temps, la géométrie, en particulier le pendage, ainsi que l'influence de paramètres secondaires, comme le taux de déformation ou l'érosion, seront discuté brièvement.

Dans la description des résultats, les failles dites « synthétiques » ont un pendage dans la direction de la nappe faible. Les failles dites « hors séquences » se forment dans le *footwall* de la faille active enracinée le plus à l'avant de la nappe faible.

A _ Influence du contraste de compétence (voir [Le Pourhiet et al., 2004a] pour les détails)

L'étude paramétrique a montré que la compétence de l'encaissant contrôle la dimension spatiale des structures, et que le contraste de compétence contrôle la cinématique et le style structural. Comme les effets de ce dernier paramètre sont mieux marqués pour un pendage de 20°, l'analyse détaillée des structures et de leur évolution est basée sur les modèles 1a, 2a et 3a. La problématique de l'influence du pendage de la nappe est ensuite abordée à la lumière des résultats précédents.

Le contraste de compétence entre la nappe et l'encaissant crée une zone dans laquelle les discontinuités rhéologiques provoquent (1) des discontinuités de vitesse, (2) des discontinuités de contraintes perpendiculaires aux interfaces. Selon l'importance du contraste différents types structuraux apparaissent. Au stade initial, un faible contraste rhéologique (modèle 3a) entraîne une discontinuité de vitesse en profondeur. Le premier graben, qui se forme, est large et assez symétrique. Pour un contraste plus important (modèles 1a et 2a), la première structure est un demi graben s'enracinant à faible profondeur sur la nappe. La nappe sert alors de rampe à faible pendage qui favorise l'occurrence de déformation en *roll-over* de petite envergure. Ce type de déformation sédimentaire ne serait pas prédominant dans le cas d'un faible contraste de compétence.

Lorsque l'extension finie augmente, les modèles possédant un faible contraste de compétence (Figure 79-3) évoluent rapidement vers des structures de plus en plus localisées au fur et à mesure que du matériel chaud, provenant de la croûte inférieure s'installe, à l'aplomb du graben en formant une sorte de dôme.

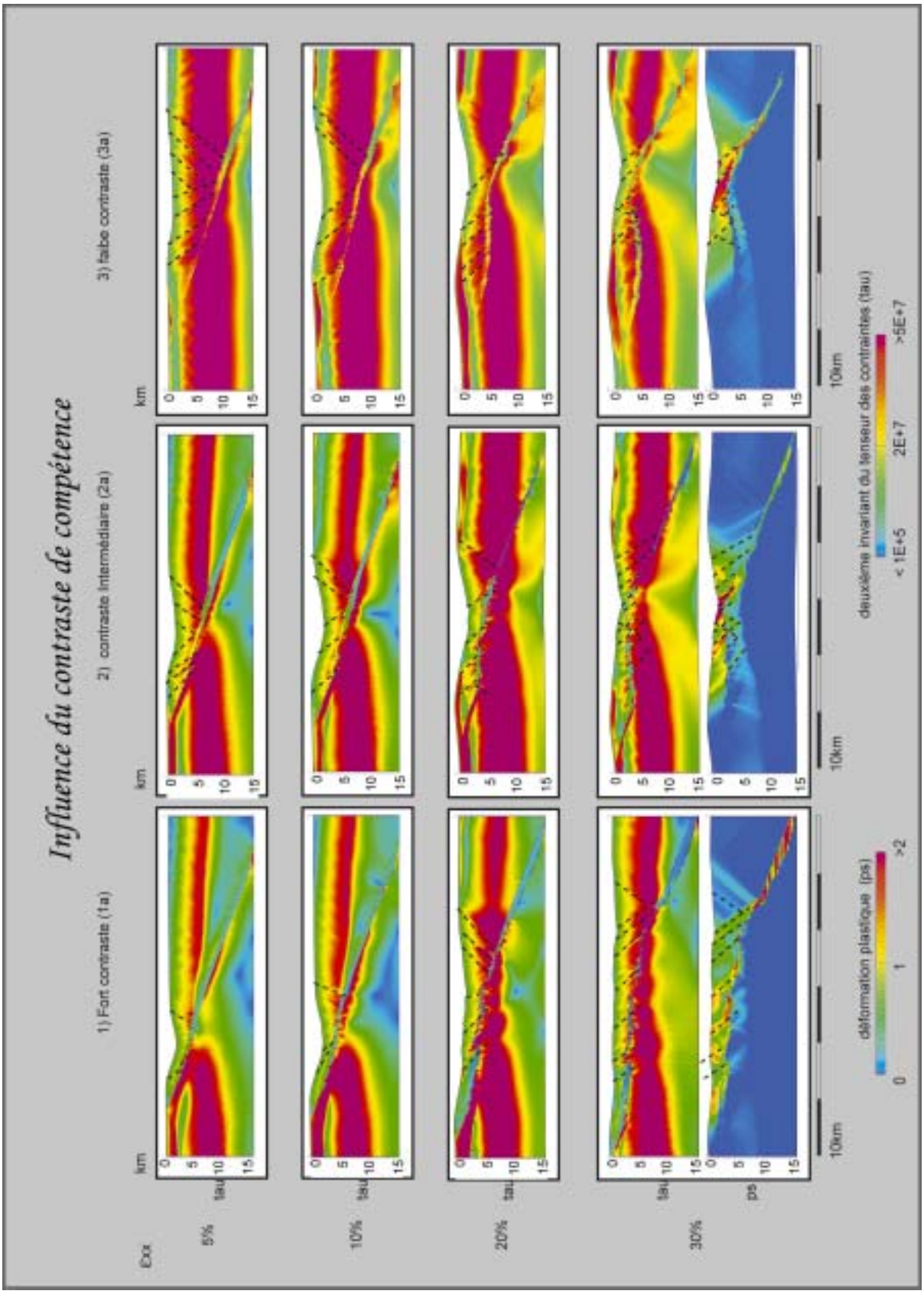

Influence du contraste de compétence
1) Fort contraste (1a)
2) contraste intermédiaire (2a)
3) faible contraste (3a)
Ext
5%
10%
20%
30%
km
tau
ps
10km
déformation plastique (ps)
0
1
>2
deuxième invariant du tenseur des contraintes (tau)
< 1E+5
2E+7
>5E+7

Figure 78

Influence du contraste de compétence pour un encaissant compétent

Tous les modèles présentés (1a,2a,3a) ont subi le même taux de déformation moyen ($1\times10^{-15}s^{-1}$), seul le contraste de compétence entre la nappe et l'encaissant varie. Les résultats numériques sont représentés par le second invariant des contraintes déviatoriques à différents stades d'étirement fini (5, 10, 20 et 30%). La couleur pourpre indique les zones de fortes déviations de l'étatde contrainte isotrope. En bas de chaque colonne, la déformation plastique cumulée est représentée après 30% d'étirement fini. Les failles actives (déterminées à partir du taux de déformation, non représenté ici) sont indiquées en pointillés.

***Stade initial 5% d'étirement**:*

La présence de la nappe induit dans tous les modèles une réduction de la résistance totale de la croûte supérieure (*intégrale des contraintes déviatoriques sur un profil vertical si l'on suit la définition basée sur les enveloppes rhéologiques [Brace and Kohlstedt, 1980]). La première faille se met en place là où la résistance de la croûte supérieure est la plus faible.*

Plus la nappe est faible et plus la résistance intégrée en deux dimensions est faible. Le modèle2a n'a pratiquement aucune résistance.

10-20% d'étirement:

1) <u>modèle 1a et 2a:</u> entre 10 et 20% d'étirement le bassin migre vers la droite du modèle. Le nombre de failles actives augmente au cours du temps. Deux niveaux de décollement sont actifs, la nappe et la transition cassant ductile de l'encaissant. Certaines failles traversent la nappe, mais le système peut être aussi complètement découplé.

2) <u>modèle 3a :</u> La largeur du bassin ainsi que le nombre de failles actives, se réduisent au cours du temps jusqu' à une seule faille à fort pendage dans la direction initiale de la nappe. Le footwall *de la nappe subit très peu de fracturation et se déforme par rotation passive.*

30% d'étirement :

1) <u>modèle 1a :</u> La nappe est quasiment horizontale à l'arrière du graben le plus actif. Toutes les failles (sauf la première) sont encore actives certaines s'enracinent sur la nappe à l'arrière des bloc supra-crustaux qui se soulèvent le long des grandes synthétiques. La déformation plastique cumulée indique que quatre grandes failles synthétiques se sont formées durant l'extension. La transition cassant ductile de l'encaissant est horizontale.

2) <u>modèle 2a :</u> Un changement de style structural s'est opéré. La déformation est maintenant localisée spatialement, le nombre de faille active a diminué. La résistance de la croûte diminue localement sous le graben car un flux de matière chaude remonte pour compenser isostatiquement le graben.

3) <u>modèle 3a :</u>

La déformation est complètement localisée le long d'une faille qui se branche sur la nappe, la rotation passive de la nappe à l'arrière de cette faille est maintenant si importante que la direction de la pente est inversée causant la formation de failles antithétiques sur la partie à faible pendage de la nappe.

Au contraire, dans le cas d'un fort contraste de compétence (Figure 78-1), la zone d'extension active à tendance à s'étendre lorsque la quantité d'extension augmente en formant des demi grabens au dessus du niveau de décollement ou des horst asymétriques permettant d'accommoder la flexure dans le *footwall* de la faille. Ces horsts découpent la nappe en petites bandes à faible pendage et la soulèvent rigidement par endroit permettant la formation de petits demi-grabens hors séquences.

Dans le cas d'un contraste de compétence intermédiaire (Figure 78-2), la cinématiques des failles est d'abord dominée par un système de demi-grabens mais l'extension tend peu à peu à se localiser à l'échelle crustale après 25 à 30% de déformation.

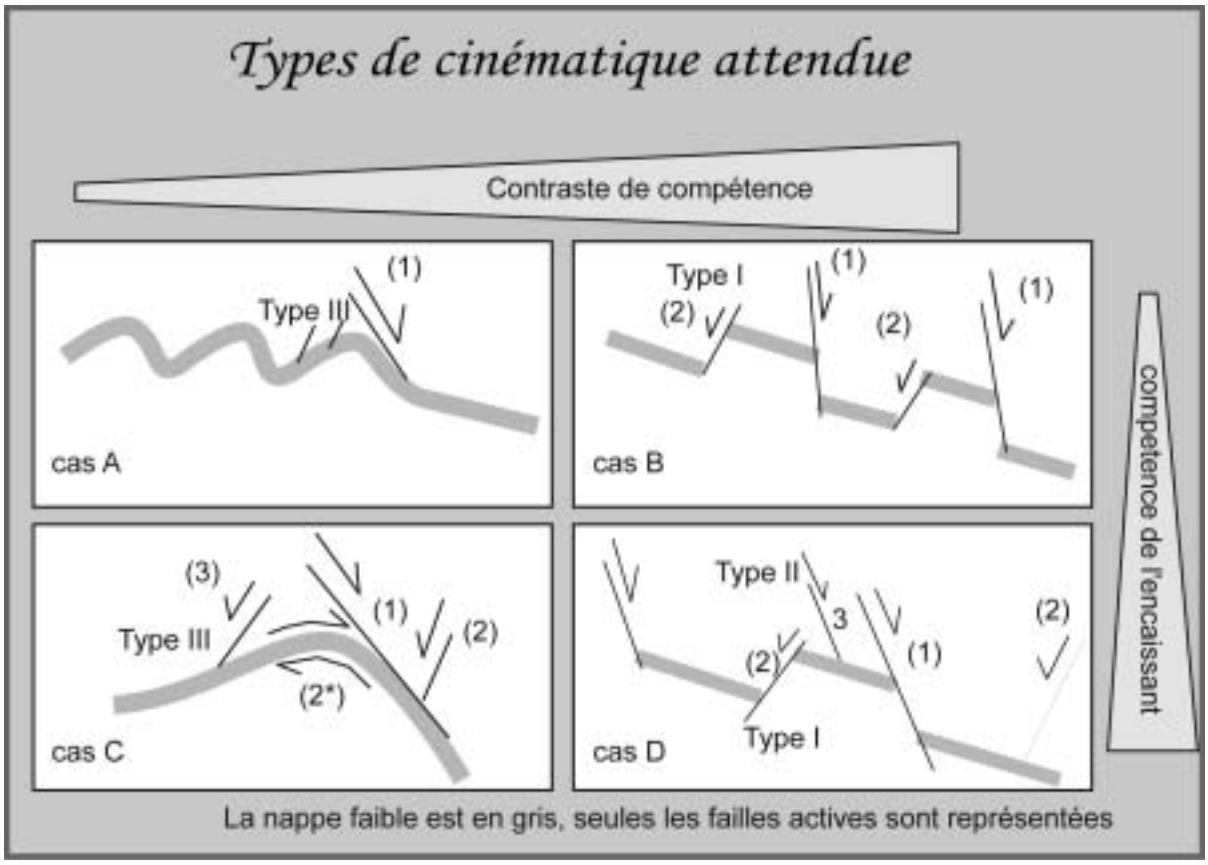


Figure 79

Type de cinématique attendue

La figure présente quatre types de géométries du réseau de failles en fonction du contraste de compétence ($A_{encaissant}$/ A_{nappe}) et de la compétence de l'encaissant. La compétence de l'encaissant contraint la longueur d'onde de la déformation alors que contraste de compétence contraint la cinématique des failles et le style strucural à l'arrière de la faille normale principale (1). Pour un faible contraste de compétence la flexure est accommodée sur la nappe par glissement flexural (2). Pour un fort contraste de compétence, la flexure du* footwall *est accommodée par de petites failles antithétiques (2).*

Finalement, il existe dans ces modèles trois différents types de failles hors-séquences (Figure 79). Les failles de Type I correspondent aux antithétiques décrites par [Axen and Bartley, 1997] pour expliquer un certain type de « *rolling hinges* » dans les Basins & Ranges dans lesquelles la rotation passive à l'arrière de la faille principale est accommodée sur des failles. Les failles de type II sont synthétiques et caractéristiques d'un fort contraste de compétence. Elles se forment lorsque la nappe se soulève

rigidement à l'intérieur des horsts se formant à l'arrière de la faille normale majeure. Les failles de type III se forment dans les stades très avancés de la déformation pour des modèles à faible contraste de compétence lorsque le pendage de la nappe s'inverse.

B _ Interprétations et mécanismes mis en jeu

Il apparaît clairement que la profondeur de la transition cassant ductile de la nappe contrôle la largeur du graben initial alors que le contraste contrôle la symétrie de ce même graben. Si le premier effet de la présence de la nappe d'explique simplement par le fait que la discontinuité de vitesse se situe plus en profondeur, le deuxième effet n'est pas si intuitif.
L'asymétrie des structures dans le cas d'un fort contraste s'explique par le fait que la nappe constitue un niveau de décollement très favorable sur une longueur non négligeable. Elle peut alors être utilisé comme une bande de cisaillement à faible pendage. Pour un faible contraste de compétence, la nappe ne constitue pas une bande de cisaillement crustale mais au contraire crée une double discontinuité de vitesse très localisée.

Des questions subsistent :

(1) Pourquoi, dans le cas d'un faible contraste de compétence, le style structural correspond à celui d'un *metamorphic core complex* après 30% de déformation, alors que la croûte est initialement résistante ce qui favorise selon la classification de [Buck, 1991] la formation d'un *narrow rift* .

(2) Pourquoi les modèles comportant un fort contraste rhéologique évoluent vers un système de type *wide rift* [Buck,1991] ? Ce qui revient à se poser la question du ou des mécanisme(s) responsable(s) du durcissement local qui provoque la migration des failles. Quelles sont en fait les différences majeures entre le concept du *dipping pie* et celui du *wide rift* ?

Pour répondre à la question (1), il faut rappeler d'une part que dans le modèle de Buck, le mode *narrow rift* correspondait au cas où l'extension adoucissait très localement la croûte (c'est-à-dire à la verticale du graben puisque le modèle est unidimensionnel vertical) et d'autre part que le mode *metamorphic core complex* était prédit lorsque la croûte inférieure pouvait fluer facilement.

Dans le cas d'un compétence importante de l'encaissant en profondeur, la présence de la nappe faible facilite une remontée effective rapide du matériel infra-crustal qui ne pourrait pas se produire sans la présence de la nappe. De plus, dans les modèles à forte compétence présentés ici, l'adoucissement de la croûte n'est jamais local ; en effet, sous l'effet de la rotation passive de la nappe, la croûte s'adoucit aussi latéralement. C'est ce deuxième effet qui rend, petit à petit, la déformation asymétrique en formant d'une part une bande de cisaillement d'échelle crustale et d'autre part de petites failles qui migrent dans les stades initiaux vers le bassin et dont la polarité peut s'inverser dès que le sens de la pente de la nappe s'inverse.
Pour répondre à la question (2), il faut se rappeler qu'une nouvelle faille se crée lorsqu'il est énergétiquement moins coûteux de casser ailleurs. La Figure 80 met en évidence que dans le cas d'un fort contraste de compétence, la courbe des variations latérales d'épaisseur élastique possède deux minima qui correspondent à l'emplacement de la première et de la seconde faille. Sans expliquer la raison de la formation d'un *wide rift* cette courbe montre que dès le début de la déformation, pour un fort contraste de compétence, la zone active est encline à migrer. Il faut aussi noter que la présence

d'une nappe très faible entraîne une chute drastique de la résistance de la croûte. Un très léger durcissement peut alors entraîner la migration du système de failles.

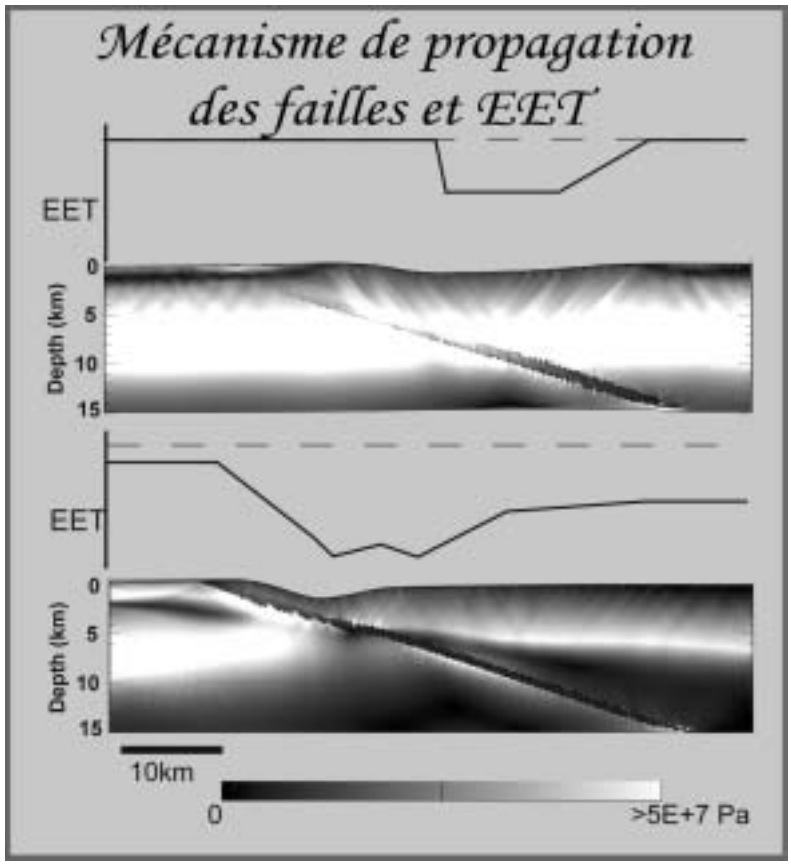


Figure 80
Les profils d'épaisseur élastique équivalente (EEE), montrent que dans les deux cas extrême, l'emplacement de la première faille synthétique correspond au minimum des courbes. Pour un faible contraste de compétence, la croûte supérieure n'est pas découplée alors que pour un très faible contraste, la résistance globale de la croûte est sérieusement affectée par la présence de la nappe. Dans ce cas, le profile d'EEE possède deux minima. Le second minimum correspond à l'endroit où la prochaine faille s'enracinera.

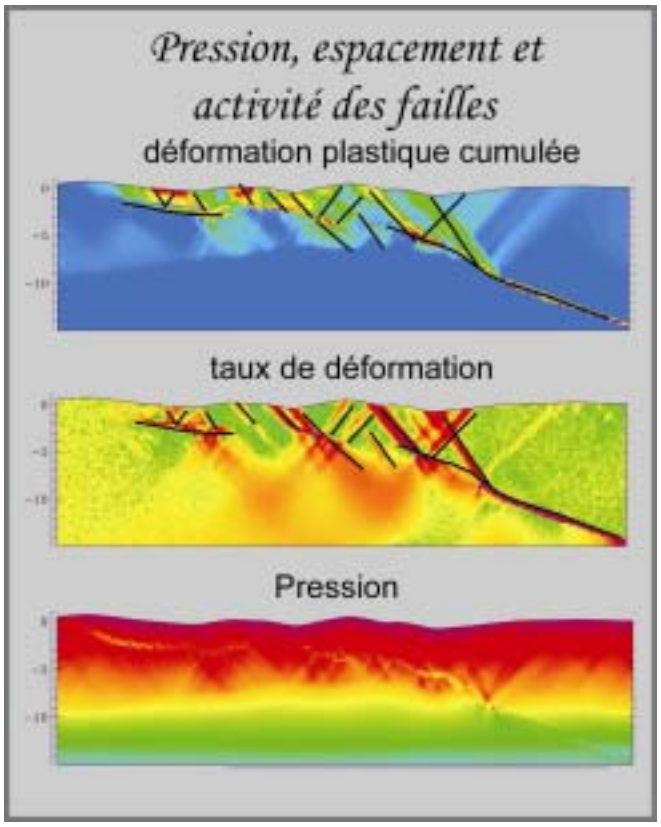


Figure 81
Pression, espacement, et activité des failles
Modèle 1b
La nappe est en état de surpression importante dans la partie résistante de l'encaissant alors que les failles actives correspondent alternativement à des zones de sous- et de sur- pression

Dans le cas d'un très fort contraste rhéologique, on remarque que les failles sont des zones de sous pression tectonique (Figure 81) tandis que la nappe lorsqu'elle ne se déforme pas plastiquement est le lieu de très importantes surpressions tectoniques car l'encaissant est très résistant. Ces surpressions apparaissent lorsque la nappe flue rapidement dans le canal qu'elle forme (P~ 2με) suivant le même principe que celui décrit par [Mancktelow, 1995]. Le fluage, dans la nappe à la base des failles normales actives, entraîne localement un durcissement à la déformation plastique coulombienne correspondant à une translation horizontale du cercle de Mohr.
La déformation plastique ne pouvant pas se propager dans la nappe, c'est la rhéologie de l'encaissant qui domine l'espacement entre les failles normales. Ceci explique pourquoi contre toute intuition, la taille des blocs n'augmente pas vers la droite des modèles. On notera, qu'en profondeur (là où l'encaissant n'a plus de résistance), la nappe subit une déformation plastique beaucoup plus importante qu'en surface.
Une autre remarque intéressante concerne la circulation des fluides. En se basant simplement sur le principe que les fluides suivent les gradients de pression, il est possible de tirer quelques conclusions quant à leur circulation dans ce modèle. Il est notable que certaine faille (celles qui sont en jaune sur le graphique de la pression) ainsi que la nappe forme des barrières latérales pour les fluides.

C _ Influence des paramètres secondaires

a) Pendage de la nappe faible

Le pendage de la nappe influe sur la largeur initiale des grabens, sur le style structural et la surrection du *hanging wall*.

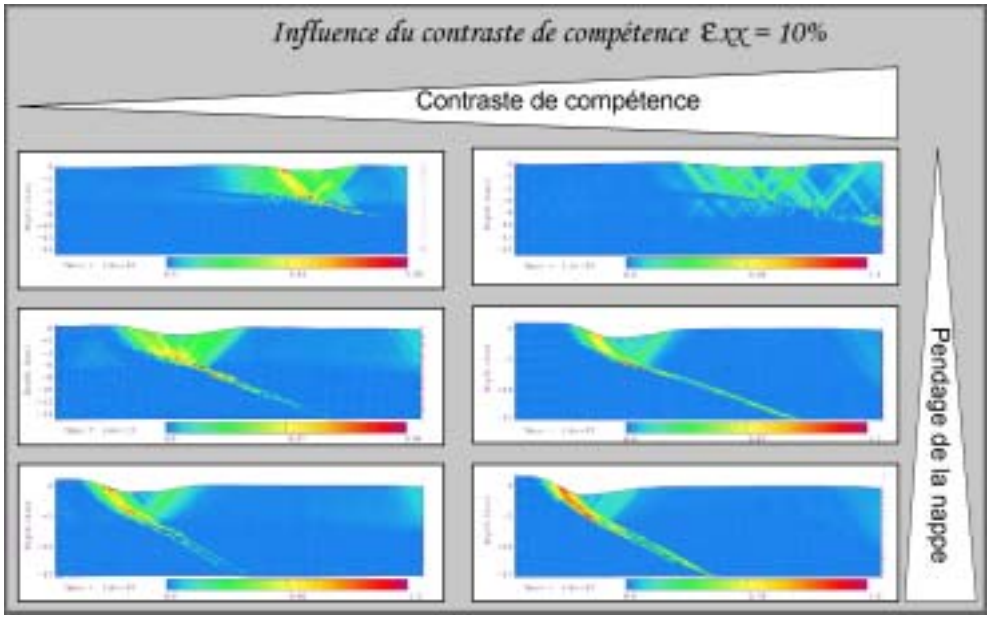


Figure 82
Pendage vs contraste de compétence dans les stades précoces
Quel que soit le contraste de compétence, plus le pendage de la nappe faible augmente et plus le footwall *de la nappe se soulève sous l'effet de la flexure. Pour un faible contraste de compétence l'asymétrie des flancs est moins marquée (la faille antithétique est relativement plus marquée) formant alors un graben beaucoup plus symétrique que dans le cas d'un fort contraste de compétence.*

L'influence du pendage prend différentes formes selon le contraste rhéologique entre la nappe et l'encaissant. Ces deux paramètres sont intimement liés car ils définissent à eux deux la largeur sur laquelle la résistance du modèle est amoindrie c'est-à-dire la projection horizontale de la zone ou les instabilités de type 1 et 2 peuvent se produire (cf. Figure 74).
Dans tous les cas, pour une quantité de déformation horizontale donnée, l'augmentation du pendage de la nappe cause géométriquement une surrection plus importante du *footwall* de la nappe (Figure 83).

Pour un contraste de compétence intermédiaire à fort (Figure 83) :

Si la nappe possède un faible pendage (modèles 4d et 4e), le bassin migre globalement dans le sens du pendage de la nappe.

Lorsque le pendage augmente (i.e. 30°), la nappe se comporte comme une bande de cisaillement unique et la déformation ne migre pas, une flexure élastique très importantes se développe.

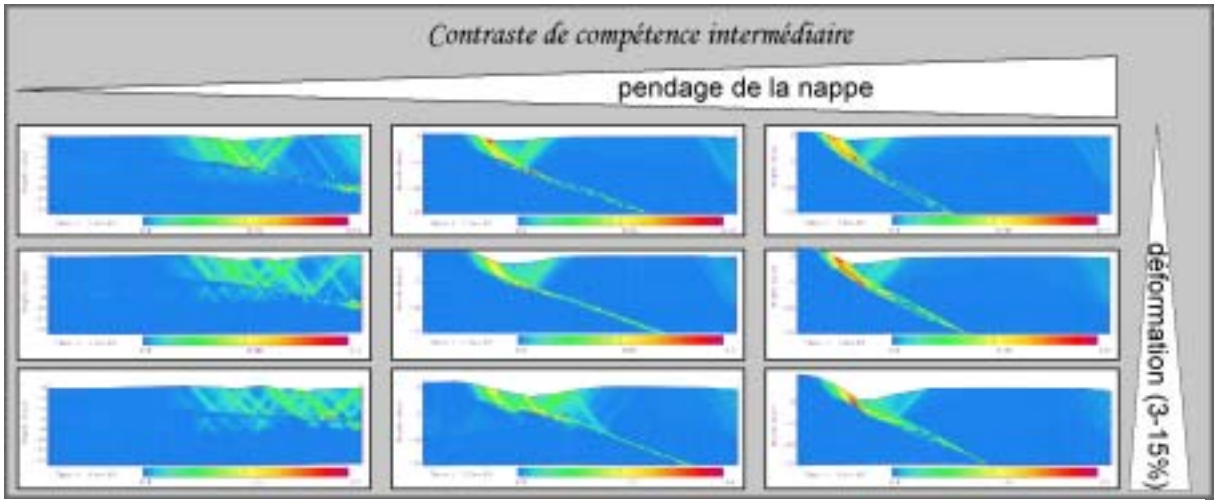


Figure 83
Influence du pendage de la nappe pour un contraste de compétence intermédiaire
Plus le pendage de la nappe augmente et plus la largeur du graben initial diminue. Pour un faible pendage, la largeur du modèle n'est pas suffisante pour conclure, cependant, plus le pendage augmente et plus le glissement flexural sur la nappe est favorisé au dépend de la migration de la zone en extension.

Dans le cas d'un faible contraste de compétence (Figure 84) :

Dans les modèles où la nappe possède un faible pendage (modèles 4g et 4h), un « rolling hinge » [Axen, 1992] se développe très rapidement.

Pour des pendages supérieurs à 30°, les failles antithétiques accumulent relativement beaucoup moins de déplacement et la nappe devient horizontale et permettant au bassin de migrer avant que la déformation ne soit complètement localisée par la remontée de matière chaude de la croûte inférieure.

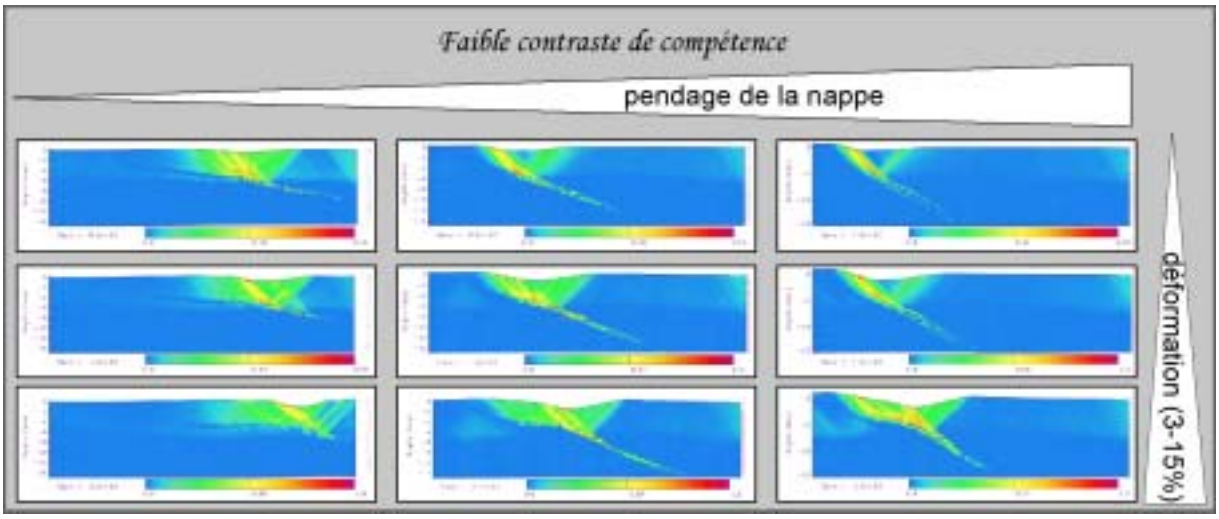


Figure 84
Influence de la nappe pour un faible contraste de compétence
Plus le pendage augmente et plus la déformation se localise dans les stades initiaux. La déformation migre rapidement dans tous les cas jusqu'à ce la déformation se localise dans la croûte inférieure.

En conclusion, une variation du pendage de 10 à 20° n'induit pas de changements majeurs dans la cinématique des failles se formant autour de la nappe faible. Par contre, pour des pendages supérieurs à 30°, la cinématique des failles change de manière drastique. En effet, la nappe devient alors assez bien orientée pour que le niveau de décollement qu'elle constitue absorbe toute la déformation. La première faille du système accumule alors beaucoup plus de déformation dans les stades initiaux.

b) Influence des conditions aux limites

Trois paramètres ont été testés : l'influence du taux de déformation (Figure 85), celle de l'orientation des vitesses d'extension aux limites (Figure 86) et celle de l'intensité de l'érosion (Figure 87). Aucun d'entre eux n'entraînent de changement drastique sur les résultats finaux, mais ils peuvent retarder ou accélérer les processus de localisation ou de migration des bassins. La présence de la nappe dans les modèles créant une discontinuité mécanique orientée, le sens de la vitesse appliquée aux limites a une influence sur la cinématique sur les modèles.

Plus le taux de déformation augmente, plus la déformation plastique cumulée sous la nappe augmente en terme de quantité et de profondeur (Figure 85). La topographie est aussi beaucoup plus importante lorsque le taux de déformation augmente. Dès lors que la déformation plastique à lieu dans le *footwall* de la nappe, le taux de déformation ne contrôle plus la largeur finale du graben.

Les tests portant sur le sens de la vitesse appliquée aux limites (Figure 86) ont montré que ce paramètre a une influence dynamique sur les modèles où le *hanging wall* et le *footwall* sont mécaniquement découplés (fort contraste de compétence).
Dans ce cas, le fait de tirer sur le *footwall* favorise la déformation visqueuse au niveau de la nappe car le bloc se trouve en profondeur alors qu'en tirant sur le *hanging wall* de la nappe, la déformation élasto-plastique est favorisée, la température est plus faible et les contraintes ne peuvent pas se relaxer en fluant.

La déformation, une fois localisée dans le *footwall*, peut se propager vers le bas sous l'effet de l'augmentation locale du taux de déformation dans le bloc sus-jacent. Le sens d'application des conditions aux limites n'influe que sur le *timing* de la migration de la zone de faille, le style de déformation obtenu après 30% de déformation reste inchangé.

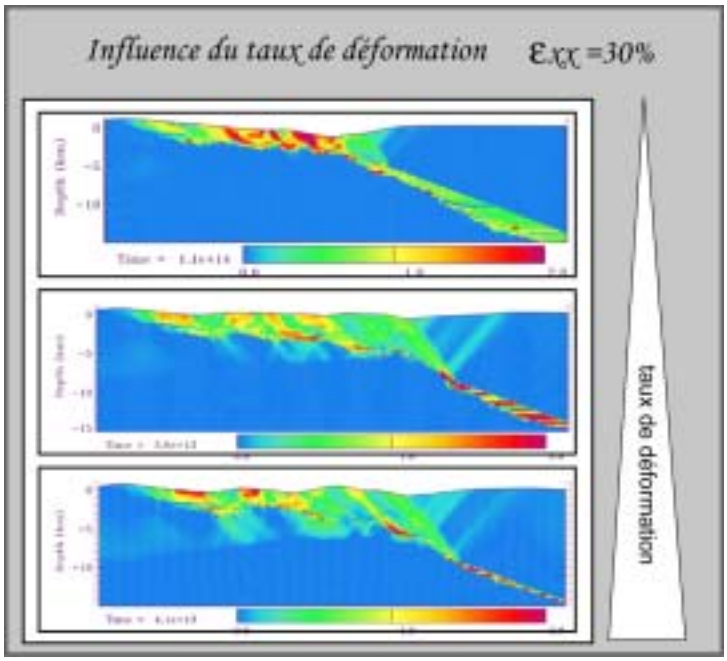


Figure 85
Influence du taux de déformation
De haut en bas modèles :
1c, 1a et 1b

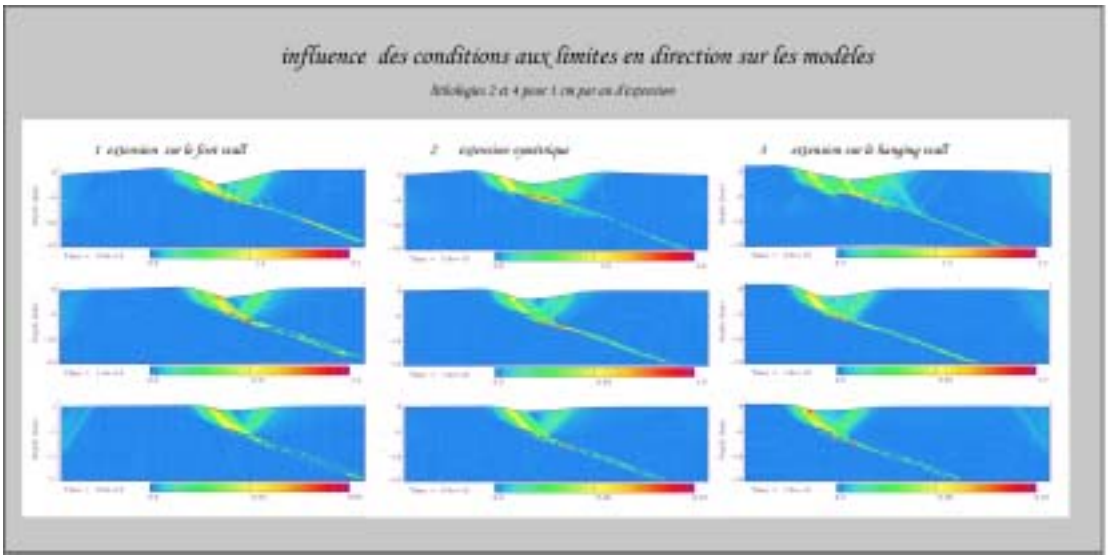


Figure 86
Influence du sens d'application des conditions aux limites
De droite à gauche modèle 4j ,2a et 4e
L'application des conditions aux limites sur le hangingwall *de la nappe favorise la migration du bassin dans la direction du pendage de la nappe en limitant le déplacement sur les failles antithétiques dans les stades précoces du rifting mais n'influe pas sur le style de déformation et la cinématique globale.*

Le dernier paramètre testé, l'érosion, n'est pas à proprement parler une condition aux limites, mais il agit comme tel. Les modèles flexuraux (e.g. [Heiskanen and Vening Meinesz, 1958]) prédisent que

l'érosion produit une rétroaction positive sur la surrection du *footwall* des failles normales en retirant la masse en excès et en la déposant sur le *hangingwall*, à l'échelle de la croûte supérieure, dans les modèles présentés ici, il en va tout autrement : l'existence d'une forte érosion limite la localisation de la déformation. Dans les modèles de la Figure 87 , l'érosion réduit le nombre de failles et élargit les blocs, mais elle fait aussi disparaître la dépression topographique qui est le moteur de la remontée du dôme de matière chaude qui permet de localiser la déformation dans nos modèles.

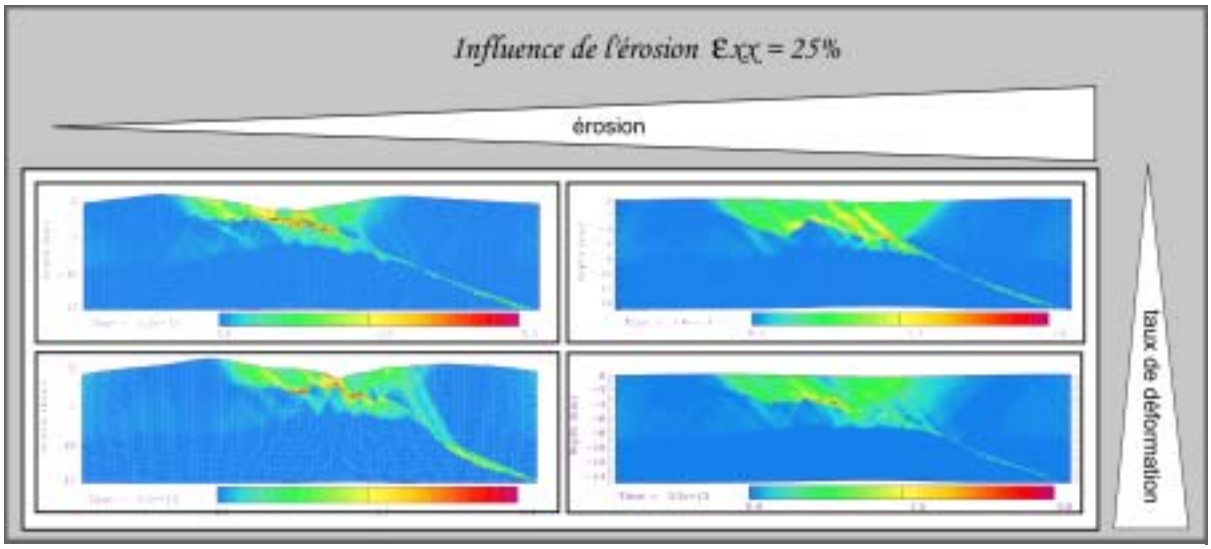


Figure 87
Influence de l'érosion :
L'érosion limite la localisation spatiale de la déformation en limitant la remontée localisée de matériel chaud en provenance de la croûte ductile. La transition cassant ductile reste plate.

D _ Conclusion sur l'étude paramétrique

L'existence d'une nappe de lithologie plus faible dans l'encaissant d'un rift impose une contrainte importante sur la cinématique et la géométrie des failles. Le contraste rhéologique est le paramètre de contrôle majeur du type de cinématique. Les autres paramètres, comme le taux de déformation, l'érosion ou le pendage de la nappe influencent aussi la déformation finie mais n'en changent pas le style.

Deux types de géométries finales sont prédits par les modèles.

- Pour de faibles contrastes rhéologiques entre la nappe et l'encaissant, la déformation forme d'abord un bassin symétrique mais se localise rapidement sur la nappe pour former un *rolling hinge* flexural évoluant sur le long terme vers la formation d'un *metamorphic core complex*. Cette situation est amplifiée par une faible érosion ou un fort taux de déformation ; deux paramètres qui favorisent la remontée rapide de matière chaude sous la nappe.
- Pour de forts contrastes, la déformation ne se localise pas et des failles hors séquences apparaissent. L'espacement entre les failles est contrôlée en grande partie par la profondeur de la transition cassant ductile de l'encaissant qui reste horizontale durant toute l'histoire de la déformation du fait de la migration rapide des bassins qui ne laisse pas à la croûte inférieure le temps de remonter sous l'effet

de l'isostasie locale. Ce type de cinématique est favorisé par le faible pendage de la nappe, par un fort taux de déformation et par un fort taux de sédimentation car ces deux facteurs retardent la formation d'un dôme localisant sous la nappe.

Seule la première de ces géométries pourrait être obtenue sans la présence d'une hétérogénéité dans la croûte en utilisant un fort adoucissement visqueux. Cependant, même dans ce modèle, il serait nécessaire d'ajouter une graine ou quelques autres artefacts numériques (ex : discontinuité de vitesse) pour localiser la déformation. La présence d'une nappe permet, elle, d'expliquer la localisation de la déformation simplement. Le second type de cinématique nécessite une nappe préexistante. Ce type de structure initiale se rencontre souvent dans les domaines d'extension post-orogéniques.

4 _ Application au golfe de Corinthe

Dans le golfe de Corinthe, la nappe des Phyllades possède une lithologie fort différente de celles du Pinde et de Gavroro. Les échantillons recueillis sur le terrain ont montré en lame mince une abondance de minéraux phylliteux (chlorite, muscovite…)[Ghorbal,2002] qui sont connus pour avoir des rhéologies localisant la déformation. Des travaux récents ont mis en évidence que la transformation d'un milieu originellement homogène en un milieu enrichi en mica était un facteur adoucissant important [Gueydan et al., 2003].

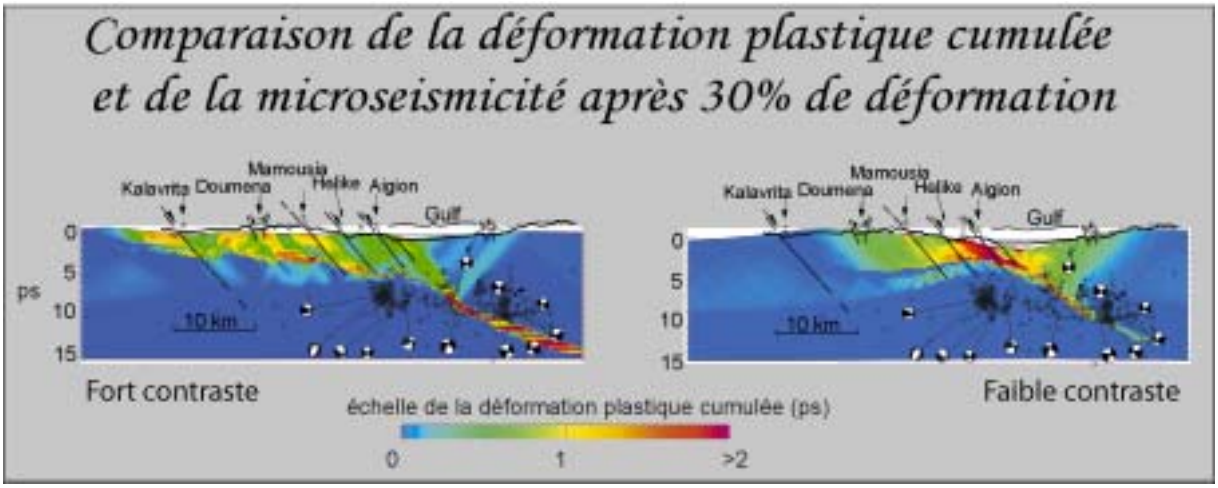


Figure 88

Comparaison entre la déformation plastique finie et la micro-sismicité du golfe de Corinthe. Dans le cas d'un faible contraste de compétence (à droite), les essaims de sismicité observés dans le Golfe se situent au niveau de la masse de matière chaude qui remonte isostatiquement. Seul un bassin se forme le long d'une faille principale alors que dans le Golfe, chacune des failles majeures représentées ici contrôlent la formation de grands éventails alluviaux ou marins.

Dans le cas d'un fort contraste, l'espacement entre les failles et, le nombre de failles, sont réalistes. L'espacement diminue vers le centre du Golfe comme dans la réalité. Comme la déformation ne se localise pas spécialement, il est possible après 30% de déformation d'obtenir une déformation plastique type Mohr Coulomb à 8-10 km de profondeur.

TECTONICS, VOL. 23, TC4005, doi:10.1029/2003TC001584, 2004

Rifting through a stack of inhomogeneous thrusts (the dipping pie concept)

Laetitia Le Pourhiet[1]
Institut Français du Pétrole, Rueil Malmaison, France

Evgenii Burov
Laboratoire de Tectonique, UMR 7072, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France

Isabelle Moretti
Institut Français du Pétrole, Rueil Malmaison, France

Received 15 September 2003; revised 15 March 2004; accepted 10 May 2004; published 22 July 2004.

[1] Orogenic building leaves a complex heritage consisting of a stack of nappes that may have contrasting lithologic structures resulting in heterogeneous mechanical behavior of the system during the postorogenic stages. While the thermal state of the region is reequilibrating, strong lateral variations of the depth to the brittle-ductile transition develop as a consequence of these preexisting heterogeneities. We use a thermomechanical model to quantify how an inherited weak nappe influences the development of fault patterns resulting from postorogenic extension. The competence contrast between the nappe and the rest of the upper crust as well as the strength of the crust itself are the principal variable parameters of our experiments. The results suggest that a dipping weak nappe introduces a lateral velocity discontinuity and serves as a localization factor for deformation. The presence of a preexisting nappe with a low competence contrast is sufficient to localize strain along the nappe leading to the formation of a flexural rolling hinge. In this case, the migration of the basin is slow, continuous, and limited by gravity driven processes that lead to the rise of hot (weak) material under the subsiding basin. In case of a high competence contrast, overall crustal strength is reduced by a "dipping pie" effect. Assuming overall high crustal strength, the presence of a contrasting nappe leads to a bimodal fault pattern governed by two types of faults: crustal-scale planar faults rooting on the brittle ductile transition of the crust and thin-skinned listric faults rooting on the nappe itself. This bimodality results in a jump-like migration of the basin downward along the dipping weak nappe. Applying this model to the case of the Gulf of Corinth (Greece) allows us to explain, in the case of assumed high competence contrast, the observed microseismicity patterns, the asymmetry of the Gulf, and the kinematics of fault migration within the basin. *INDEX TERMS:* 3210 Mathematical Geophysics: Modeling; 8015 Structural Geology: Local crustal structure; 8105 Tectonophysics: Continental margins and sedimentary basins (1212); 8109 Tectonophysics: Continental tectonics—extensional (0905); *KEYWORDS:* rifting, Corinth, numerical modeling, tectonic heritage. **Citation:** Le Pourhiet, L., E. Burov, and I. Moretti (2004), Rifting through a stack of inhomogeneous thrusts (the dipping pie concept), *Tectonics*, *23*, TC4005, doi:10.1029/2003TC001584.

1. Introduction

[2] In various regions of continental deformation, the orogenic phases are followed by postorogenic extension. In these zones, geological and geophysical field observations reveal preexisting upper crustal structures such as relics of foreland basins with preserved characteristic napping structures. Analysis of these structures suggests the presence of large rheological inclusions with highly contrasting properties that may induce strong lateral variations in the depth of the brittle-ductile transition if a weak nappe with an inherited dip finds itself in a zone of active deformation. This study focuses on the influence of rheological contrasts found in the ancient thrust sheets on the overall evolution of a rift system during extension. Particular attention is paid to the control exerted by such inherited heterogeneity on the normal fault pattern and kinematics. A very simple initial geometry composed of a single weak nappe with a flat and ramp geometry is used to simulate an inherited foreland. The main parameters of the numerical study are the competence contrast between a weak dipping nappe and its surrounding rock, and the competence of the surrounding rock itself. For each case, the distributions of brittle deformation and the resulting geometry of brittle-ductile transition are computed and put in a phase diagram.

[3] The regional part of the study attempts to explain the recent observations made in the western part of the Gulf of

[1]Now at Laboratoire de Tectonique, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.

Copyright 2004 by the American Geophysical Union.
0278-7407/04/2003TC001584$12.00

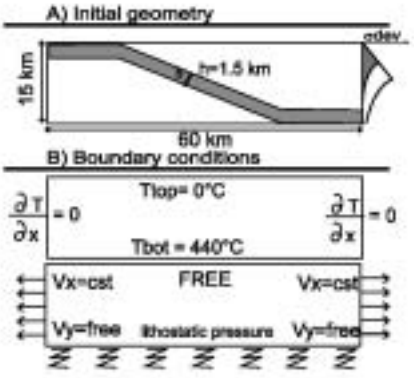


Figure 1. Initial and boundary conditions. (a) Initial geometry corresponds to a common flat and ramp structure with a weaker nappe in gray which thickness is 1.5 km. The choice of the initial geotherm is not crucial since we test a wide range of rheological parameters to cover the effects of possible uncertainties in the temperature profile. (b) Boundary conditions correspond to symmetric stretching with free vertical slip on the left and right borders, Winkler basement at depth and true free surface boundary condition is applied at the top. The temperatures are kept constant at the top and at the bottom (0°C and 440°C, respectively), while the lateral boundary conditions correspond to zero lateral outflows.

Corinth by taking into account the complexity of the prerift basement. Field studies as well as geophysical data have shown that the Phyllades nappe is the main lithological contrast in the prerift basement of the Gulf of Corinth, its thickness and its dip are known but the rheological properties of the rocks of the prerift basement are very poorly constrained. The numerical models are used to understand if the Phyllades nappe can explain the dynamic and local kinematics of the Gulf.

2. Modeling Approach

2.1. Initial Model Geometry and Assumptions

[4] We have constructed our model in a way that allows us not only to study the particular case of the Gulf of Corinth but also to encompass more general settings. For this reason, we have neglected some specific details of secondary importance and retained those common to many postorogenic systems:

[5] The model box (Figure 1a) is 60 km long and 15 km deep. A nonplanar heterogeneity corresponding to the nappe is introduced in the box. This heterogeneity presents a 1.5 km wide band characterized by a weak material phase. The introduced "nappe" flattens at the horizontal borders of the model to reproduce the usual flat and ramp geometry of real nappes. Mechanically speaking, the upper flat portion of the nappe does not affect the predicted deformation patterns because the near-surface deformation is dominated by elastoplastic behavior, whereas the imposed elastoplastic properties are the same both for the heterogeneity and for the host rock. The presence of a flat weak segment at the bottom of the model does not really reduce the integrated strength of the upper crust because the strength of the host rocks is already low at depth.

2.2. Method

[6] We use thermomechanically coupled code PARA(O)VOZ [*Poliakov et al.*, 1993]. Its algorithm is based on Fast Lagrangian Analysis of Continuum (FLAC^{3D} [*Cundall*, 1989]). PARA(O)VOZ is a hybrid finite element/difference, fully explicit time-marching Lagrangian algorithm operating in large strain mode. This code directly solves Newton's equations of motion instead of more commonly used static stress balance equations. In addition, the Lagrangian scheme allows us to replace the solution of Newton's full equations of motion in large strain mode by a dynamically updated solution of these equations in small strain mode:

$$\rho g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial V_i}{\partial t}, \qquad (1)$$

[7] Equation (1) is coupled with constitutive laws corresponding either to a non-Newtonian viscoelastic Maxwell body (if the yield criterion for Mohr Coulomb plasticity ($f < 0$) is not reached), or to an elastoplastic Mohr-Coulomb body if f reaches zero. Details about the numerical implementation of the rheology and related stress update procedures are provided in Appendix A. Equation (1) is coupled with the heat transfer equation

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\chi \frac{\partial T}{\partial x_i}\right) + \frac{H_r}{\rho C_p}, \qquad (2)$$

in which the advective part of DT/Dt is solved together with equation (1) and T (temperature) is used for computation of temperature-dependent viscosity and thermal stresses. The parameters ρ, σ, x, V, t, T, χ, C_p, and Hr stand for density, stress, coordinate, velocity, time, temperature, thermal diffusivity, specific heat and internal heat generation, respectively. D/Dt means objective time derivative.

[8] The algorithm was already tested on many extensional problems [e.g., *Poliakov and Buck*, 1996; *Burov and Poliakov*, 2001]. The description and benchmarks of the algorithm can be found in FLAC-related literature [e.g., *Cundall*, 1989; *Poliakov et al.*, 1993]. The main advantage of this relatively slow method relates to its ability to treat practically any rheologies (strongly nonlinear, hardening, softening, etc). In particular, the algorithm allows the faults (shear bands) to form during loading in a self-consistent way. As in nature, the location of the brittle-ductile transition is not predefined a priori, but is reevaluated on each time step as a function of local strain rate, stress, and temperature. Thus it is possible to make direct comparisons between the predicted depth and geometry of the brittle

Table 1. Lithological Phases Rheological Parameters

Phase	Density, ρ, kg m^{-3}	A, MPa^{-n}	N	E, J mol^{-1}	Young's Modulus, E, Pa	Cohesion, Pa, C_0	Friction Angle, ϕ, deg
1	2600	5×10^{3}	3	1.9×10^{5}	7.5×10^{19}	2×10^{7}	30°
2	2600	5×10^{6}	3	1.9×10^{5}	7.5×10^{19}	2×10^{7}	30°
3	2600	5×10^{-3}	3	1.9×10^{5}	7.5×10^{19}	2×10^{7}	30°
4	2600	5×10^{-6}	3	1.9×10^{5}	7.5×10^{19}	2×10^{7}	30°

ductile transition and the observed thickness and geometry of the seismogenic crust.

3. Model Setup

[9] The initial and boundary conditions are schematically represented in Figure 1. The experiments were restricted to upper crustal scale, which permits us to model fault migration with high numerical resolution (200 m per grid element). This precision allows us to consider as geologically relevant predicted fault spacing greater than 1 km.

3.1. Boundary Conditions

[10] A true free surface boundary condition is applied at the upper surface of the model. This boundary condition is combined with slow surface erosion, which is implemented using a common diffusion law [e.g., *Culling*, 1960]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = Ks\nabla^2 h, \tag{3}$$

where h is topography elevation, t is time, and Ks is the coefficient of erosion. At the bottom we impose the Winkler boundary condition, which represents a combination of a free horizontal slip with vertical forces equivalent to isostatic reaction of a viscous substratum of a constant density (2600 kg m^{-3}). At the horizontal borders, constant horizontal velocities (one of the variable parameters of the experiments) are applied in combination with a vertical free slip boundary condition. The thermal boundary conditions are imposed by maintaining fixed temperatures at the horizontal borders of the model and by a null outflow boundary condition at the vertical borders. The initial thermal distribution is computed using the commonly inferred nonstationary half-space cooling model of the lithosphere [*Parsons and Sclater*, 1977] with the same boundary conditions and assuming a thermotectonic age of 150 Myr.

3.2. Model Parameters

[11] The principal variable parameters of the experiments are (1) the extension rate, (2) the dip of the weak nappe, and (3) the competence contrast between the nappe and the surrounding rocks. The initial geotherm was kept unvaried. Instead, to vary the depth of the brittle ductile transition, we varied the preexponential term of the dislocation creep law in the range compatible with the range of experimental parameters of the ductile creep flow law for quartz-dominated rocks [*Brace and Kohlstedt*, 1980; *Hansen and Carter*, 1982; *Kirby and Kronenberg*, 1987; *Ranalli*, 1987; *Twiss and Carter*, 1987]. The modeled phase rheological parameters are summarized in Table 1.

3.3. Description of the Experiments

[12] We have conducted a series of experiments to study the influence of a dipping nappe on fault patterns and kinematics. The preliminary tests were focused on the influence of its dip assuming a fixed competence contrast between the nappe and its surrounding rock (phases 2 and 4). The value of the dip angle was varied between 0° and 30°. The trivial case with zero dip (0°) does not produce any valuable results since the strain localizes at the borders of the model as long as there is no important velocity contrasts inside the model area. The experiments with a dip angle of 20° appear to be the most interesting as they demonstrate the most significant differences in the mechanical behavior of different phases.

[13] The aim of the other set of numerical experiments was to understand how the presence of a weak dipping heterogeneity in the prerift basement influences the faulting patterns and the kinematics of the deformation in the crust. These experiments are grouped in three subsets that correspond to three main varying parameters: (1) competence contrast (i.e., associated with brittle-ductile transition depth) between the host rock and the dipping heterogeneity (models 1a, 2a, 3a); (2) strength of the host rock (models 2a, 2b, and 3a, 3b, 3c); (3) background strain rate (models 1a, 1b, 1c).

[14] Table 2 summarizes the physical parameters (i.e., phases used for the matrix and the heterogeneity, applied background strain rate) used for each of the experiments.

4. Results

[15] In the following description of the experimental results, we will call "synthetic" the faults that form with the same downdip direction as the nappe. Those that form in the opposite direction will be called "antithetic." "Basin migration" means here the relative displacement of its depocenter and may be either continuous in time (small displacements at a constant rate), or discontinuous in time when the depocenter "jumps" covering several kilometers in one leap.

4.1. Influence of the Competence Contrast

[16] For low competence contrasts (Figure 2c), flexural slip on the nappe is the dominating mode of deformation. The entire normal faults root on the nappe. The slow and

Table 2. Physical Parameters Used for Each Experiment

Model	Host Rock Phases	Nappe Phases	Divergent Velocity, cm yr^{-1}	Background Strain Rate, s^{-1}
1a	4	1	1	5×10^{-15}
1b	4	1	1.5	1×10^{-14}
1c	4	1	0.5	2.5×10^{-15}
2a	4	2	1	5×10^{-15}
2b	3	1	1	5×10^{-15}
3a	4	3	1	5×10^{-15}
3b	3	2	1	5×10^{-9}
3c	2	1	1	5×10^{-15}

continuous migration of the basin provokes very localized isostatic rebound and consequently upward flow of weak material phases toward the surface. The kinematics corresponds to a common flexural rolling hinge model [*Axen*, 1992; *Axen and Bartley*, 1997; *Kaufman and Royden*, 1994] (Figure 3, case C).The second invariant of deviatoric stress tensor indicates that elastic flexural bending around the inherited nappe is very important (Figure 2c, 20–30% of stretching) and leads to flexural uplift of the footwall of the graben.

[17] For very high competence contrasts (Figure 2a) the number of active normal faults increases with time. The flexure is completely accommodated by faulting both above and below the weak nappe decreasing the effect of footwall uplift. The major planar faults root on the brittle-ductile transition (BDT) of the host rock and form an upper crustal-scale system of horsts and grabens while some minor faults continue to root on the nappe. The migration of the basin is controlled by the migration of the major planar faults, i.e., by the strength of the surrounding crust. When a new planar fault appears downward along the nappe, the older basins (left side of our model) uplift as a result of local isostatic compensation. This uplift is accommodated by an antithetic fault (type I, Figure 3, case D) formed out-of-sequence. At the same time, minor out-of-sequence faults (type II, Figure 3, case D) develop at the top of the horst because the horst includes a part of the nappe, which is rigidly translated upward.

[18] For intermediate competence contrast (Figure 2b), both faulting and flexural slip occur to accommodate flexural deformation. In the early phase, high competence contrast mode is preferred, because the deformation occurs in the shallow part of the model. In the later stages, the deformation localizes deeper and low competence mode prevails, the number of faults decreases and strain tends to localize on the last synthetic fault.

[19] Finally, the competence contrast also controls the shape of the final topography of the rift (Figure 4a). For low and medium competence contrast, as flexural bending is favored at the end, the final topography is rounded, while for low competence contrast, faulting accommodation of flexure flattens it, leaving accidents located near the major faults.

4.2. Second-Order Controlling Parameters

4.2.1. Strength of the Host Rock

[20] For constant strain rate and constant competence contrast, the strength of the surrounding material controls the quantity of flexural deformation to be accommodated elastically or plastically (brittle). In both cases, this includes controls on the maximum height of the topography (Figure 4b). Less intuitively, it also controls the timing of

Figure 2. Second invariant of stress and cumulative plastic strain. For all models presented here, the viscoelastoplastic rheological parameters of the host rocks (phase 4, Table 1) and of the background strain rates are identical, only the competence contrasts vary. Effective shear stress is shown here for high, intermediate, and low competence contrasts at different stages of stretching (5, 10, 20, and 30%). The purple color corresponds to the highest deviatoric stress. The bottom pictures in each column represent cumulated plastic (brittle) strain. The blue regions are those which always deform viscously. The red color represents zones where accumulated brittle strain is very high (these parts are interpreted as major faults). At each step, the currently active faults, on which the current strain rates are highest, are marked with dashed lines. At 5% stretching, all models have their integrated strength (deviatoric stress integrated on a vertical profile in the faulted zone) reduced at the level where faulting takes place. The model with the highest integrated strength is the model with low competence contrast. The model with very high competence contrast has almost negligible strength. (a) High competence contrast (model 1a). Between 10 and 20% stretching, basin migrates, strain is distributed, because (1) the nappe is so weak that it is always easier to break somewhere else and (2) the decollement level is very shallow and many faults are needed to accommodate strain. At 30% stretching, many synthetic faults are active, the subsiding basin is 13 km wide, and the stress patterns do not indicate any localized weakening of the crust. Plastic strain indicates that four major faults were formed during the deformation. (b) Intermediate competence contrast (model 2a). In this case, the basin does not migrate as much as in the case of the high competence contrast, but the number of the active faults increases with time as the width of the basin increases. The nappe behaves as a level of decollement where the faults are refracted, which causes faulting to be shifted between surface and depth. At 30% stretching, the crust is weakened locally by an upward flow of hot lower crust induced by an isostatic response to surface unloading. The thinning of the crust is symmetric even if synthetic faults are predominant. Plastic strain indicates that two major faults were formed during the deformation. (c) Low competence contrast (model 3a). From 5 to 30% stretching, the width of the subsiding basin decreases from 30 km to 15 km. The depocenter migrates smoothly in the dipping direction of the nappe by a rolling hinge mechanism until 20% stretching. At that point, the crust is weakened locally by hot lower crust material. The migration is fast because none of the faults accumulate important strain, apart from the last one where strain finally localizes. See color version of this figure at back of this issue.

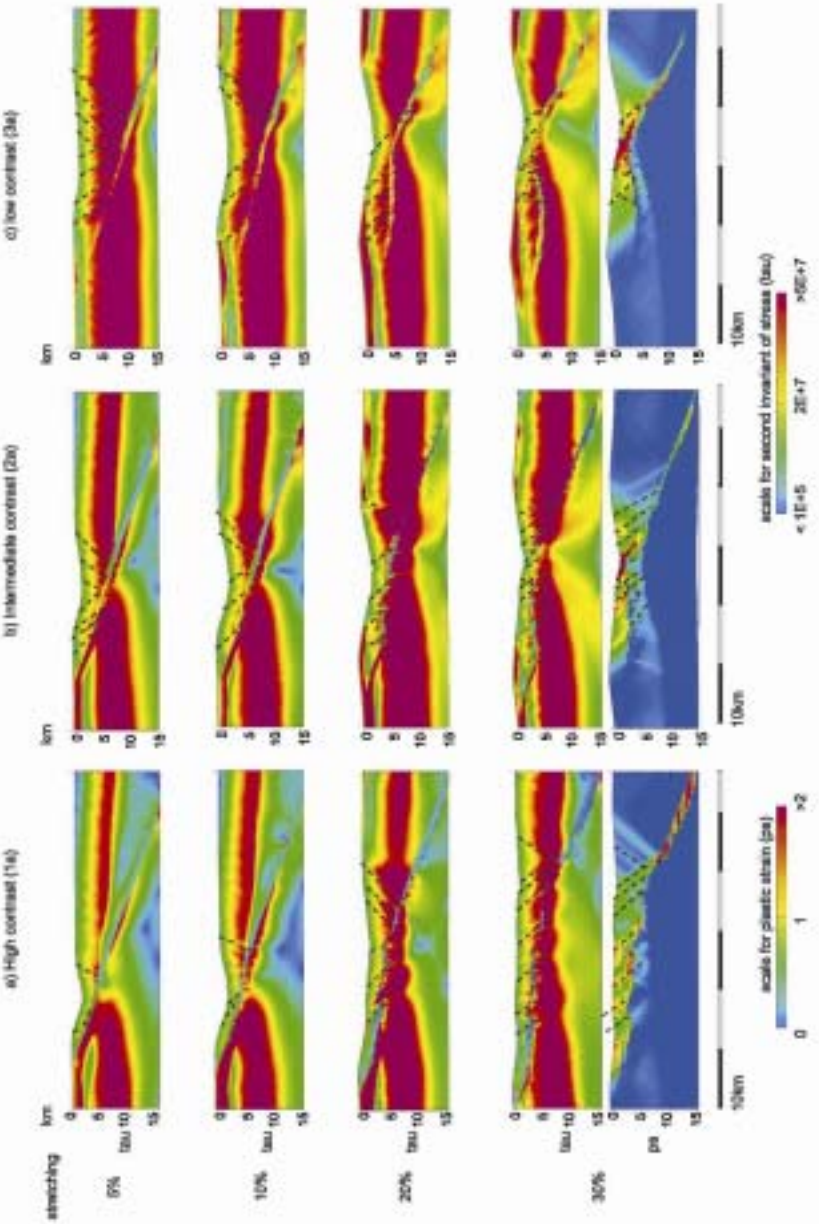

c) low contrast (3a)
b) Intermediate contrast (2b)
a) High contrast (1a)
km
stretching
0%
10%
20%
30%
tau
ps
10km
scale for second invariant of stress (tau)
< 1E+5
2E+7
>5E+7
scale for plastic strain (ps)
0
1
>2

Figure 2

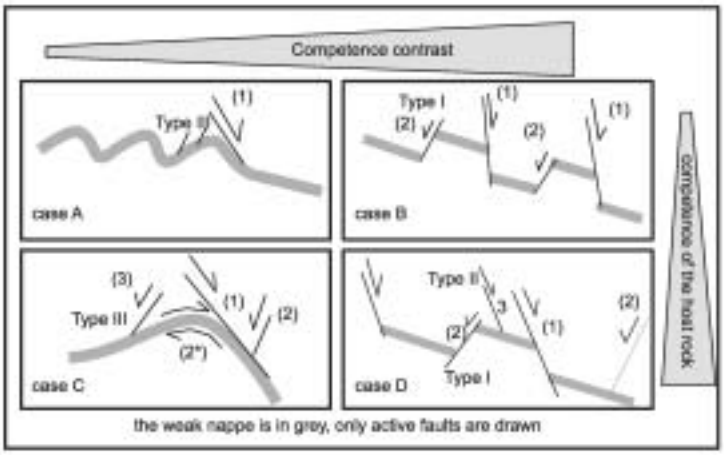


Figure 3. Phase diagram for faulting pattern. Presented are four cases of the computed fault patterns predicted as a function of the competence contrast ($A_{\text{host rock}}/A_{\text{nappe}}$) and of the competence of the host rock ($\sigma A_{\text{host rock}}$). For thin nappes, the competence of the host rock constrains the wavelength of the deformation, while the competence contrast constrains the type of accommodation of flexure beyond the major normal fault (1). For low competence contrast, flexure is accommodated on the nappe by flexural slip (2*). For high competence contrast, flexure is accommodated on antithetic faults (2). The three types of out-of-sequence faults are described. Type III corresponds to a very late stage of deformation and develops only when the downdip direction of the nappe switches from north to south at the back of the major faults. Type I and II are characteristic of the high competence contrast mode. Type I corresponds to the antithetic faults described by *Axen and Bartley* [1997] for the basins and ranges; they help to accommodate flexure and uplift. The antithetic faults of type II are characteristic of the high competence contrast mode with high competence of the host rock; they develop to accommodate stretching in the upper block during its uplift.

the beginning of the uplift of the older basin that happened at 20% of stretching in the case of high competence host rock (phase 4), 15% of stretching in the case of medium competence host rock (phase 3) and only 10% of stretching in the case of low competence host rock (phase 2). Dynamically, the beginning of the uplift is associated with the formation of out-of-sequence antithetic faults of type I (Figure 3, cases D and B) and Type III (Figure 3, other case). The lowest is the strength of the host rock, the shortest are the wavelengths implied in the uplift of the older basin and the fastest the antithetic faults are developing.

4.2.2. Background Strain Rate

[21] As shown in section 4.2.1, the uplift begins when the first antithetic fault develops. In models 1a, 1b and 1c, the antithetic faulting (Figure 3, Type I) inception has different timing. It happens after 10% of stretching for a high background strain rate (Figure 5b), 15% of stretching for a medium background strain rate (Figure 5a), and 20% of stretching for a low background strain rate (Figure 5c). Strain rate also controls the timing of the uplift. Considering the host rock behaves as a viscoelastic body, its integrated strength depends on strain rate. The antithetic faulting timing is now clearly related to the relative quantity of viscous relaxation versus Mohr-Coulomb plastic relaxation of stress. The highest is the background strain rate and the longest is the viscous stress relaxation time, favoring the occurrence of Mohr-Coulomb plasticity.

5. Interpretation

[22] The presence of a weak dipping nappe causes a reduction in the overall strength of the crust for the same reason that a multilayered media (alternation of weak and strong layer) is weaker than a single strong layer of a thickness equivalent to the sum of the strong layer thickness. Our model thus presents a kind of dipping pie. The comparison with previous horizontally homogeneous models has to be made carefully because, contrary to most of the previous rifting models, our setup is not at lithosphere scale. The "elastic" or "rigid" layer we consider is the upper crust.

5.1. What Does the Dipping Pie Change in Terms of Fault Spacing?

[23] Two main approaches exist to study fault spacing: the flexural models and the horizontally layered models

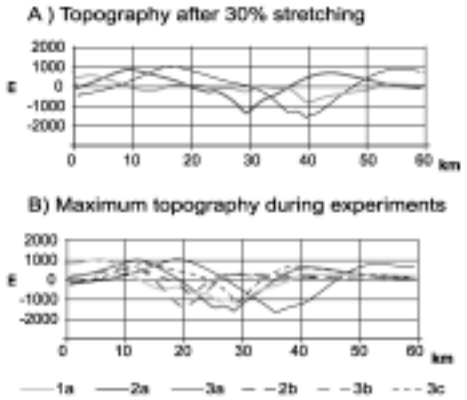


Figure 4. Topography. (a) After 30% stretching, topography of low and medium competence contrast models is rounded by flexural bending, while the high competence contrast model topography reflects a lack of flexural elastic bending with local roughness located at the major normal faults. (b) Maximum topography reached during calculation: models with the same competence of the host rock reach similar maximum topography. Maximum topography decreases with the competence of the host rock.

(basically one dimensional). One-dimensional large-scale rift models [e.g., *Buck*, 1991] are based on the evaluation of forces needed to extend the lithosphere at a constant rate while localization is imposed. If stretching leads to local weakening, the basin does not migrate (narrow rift mode), whereas, if stretching leads to local hardening, the basin migrates further (wide rift mode). Two major differences thus exist between these and our models: (1) One-dimensional models by *Buck* [1991] predefine localization and assume pure shear. (2) These models have infinite lateral dimensions, whereas our models are small scale, which limits their predictions for wide rift mode. Nevertheless, our models still respect the basic rules suggested by *Buck*'s [1991], although in a nontrivial way: (1) in the case of overall high strength of the crust (i.e., low competence contrast), our models predict "narrow rift mode" at the onset of the rise of the ductile material, which is equivalent to a one-dimensional weakening of the crust and thus to *Buck*'s [1991] narrow rift mode. (2) In the case of low overall crustal strength (high competence contrast), the crustal-scale faults also annihilate the local one-dimensional weakening in our model. However, their spacing cannot be really compared to the "wide rift" mode described by *Buck* [1991]. Yet, such planar faults can be explained by alternative thin plate models. Pure flexural models [e.g., *Heiskanen and Meinesz*, 1958] predict that new faults form in zones of maximal shear stress. For a constant strength elastic layer resting on viscous semi-infinite space, the fault spacing is controlled by the thickness of the elastic layer [e.g., *Spadini and Podladchikov*, 1996]. The bottom of our model can indeed be considered as an infinite inviscid layer (Winkler boundary condition), but the estimated equivalent elastic thickness EET [e.g., *Burov and Diament*, 1995] plotted both for high and low competence contrast in Figure 6 shows that the nappe strongly affects the integrated strength profile and that no obvious simple solution can be found in this case. Nevertheless, in the case of high competence contrast, the EET is reduced by half, which explains the spacing of planar faults. These faults cannot be formed for low competence contrast because of the horizontal size of the model.

5.2. Dipping Pie and Detachments/Rolling Hinge Concept

[24] *Axen and Bartley* [1997] recognized in the Basins and Ranges province two major modes of accommodation of flexural deformation: flexural slip and antithetic faulting. In our study, both modes coexist and their relative importance depends primarily on the competence contrast between the nappe and its host rock (Figure 3). These different modes of flexural accommodation result in important differences in terms of produced fault patterns.

[25] Detachment models [e.g., *Melosh*, 1990] are comparable to our model in terms of initial geometry. This author considers that in the case of a preexisting mylonite zone, the fault spacing is conditioned by the ability of the weak mylonitic heterogeneity to accommodate strain. Major differences between both problems are that the depth and the viscosity of the mylonitic zone are predefined and kept constant in *Melosh*'s [1990] setup. In our model, the effective viscosity is dynamically recomputed as a function of local stress, strain rate, and temperature. As a result, it varies within orders of magnitude. As a consequence, the locations of new major faults depend not only on the strength of the nappe itself but also on the competence contrast between the nappe and the host rock (otherwise, if this was not the case, the fault patterns would be identical in experiments 2b and 1a).

5.3. Dipping Pie and Out-of-Sequence Faulting

[26] Out-of-sequence faulting occurs in the experiments that include a weak dipping nappe (e.g., the fault that appears in the footwall of the active faults at a given time). For high competence contrasts, two types of out-of-sequence faults can be distinguished: Type I faults, which are defined as those (Figure 3) that dip in the opposite direction from the initial dipping direction of the nappe, and Type II, which are defined as those which dip in the same direction as the initial dipping direction of the nappe. The faults of Type I accommodate the uplift of the footwall and relate to the same mechanism as those described by *Bertotti and Podladchikov* [2000]. The faults of Type II can be explained by a different model, which relates fault spacing to the depth of the decollement zone [e.g., *Spadini and Podladchikov*, 1996; *Montési and*

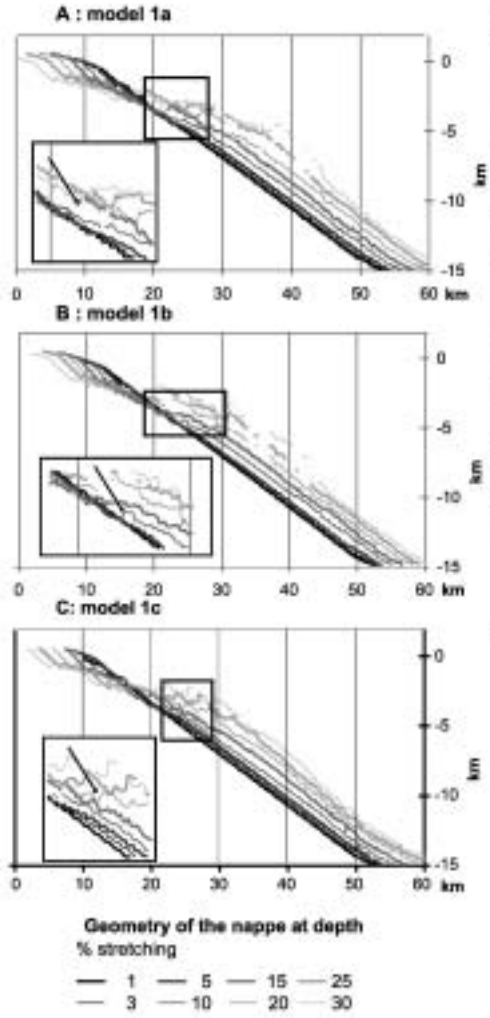


Figure 5. Timing of the localization of the first antithetic fault in the case of high competence contrast. The curves plotted here correspond to the geometry of the nappe at depth. In the case of high competence contrast, it is possible to point out when the first antithetic fault happened because the nappe is suddenly shifted. A higher value of mean strain rate implies that faulting happened earlier (10% for model 1b, 15% for model 1a, and 20% for model 1c).

Zuber, 2003]. These faults form only in the high competence contrast mode because only in this case is the nappe included in the horst uplifted by the faults that root at the BDT of the host rock. Once the decollement level reaches shallower depths, new faults must form to accommodate extension in the upper block.

6. Conclusion and Discussion (Numerical Part)

[27] Although the thickness of the Phyllades nappe was introduced in the model as input data and not as a variable parameter, it is clear that the presence of a weak nappe is equivalent to mechanical decoupling in the upper crust.

[28] The resulting strength of this discontinuous crust decreases as the third power of the thickness of the weak layer. Thus variation in the thickness of the layer by 1 order of magnitude is equivalent to variation in its strength (viscosity) by 3 orders of magnitude. In our situation, we can consider that increasing the thickness of the weak layer is mechanically equivalent to an increase in the competence contrast ($A_{nappe}/A_{host\ rock}$) at a fixed thickness of the weak layer. In other words, if the 1.5 km thickness used for the study overestimates the actual thickness of Phyllades nappe, the competence contrast needed to fit the data must be higher than the one that we have found. As this competence contrast is already very large, other weakening factors must be

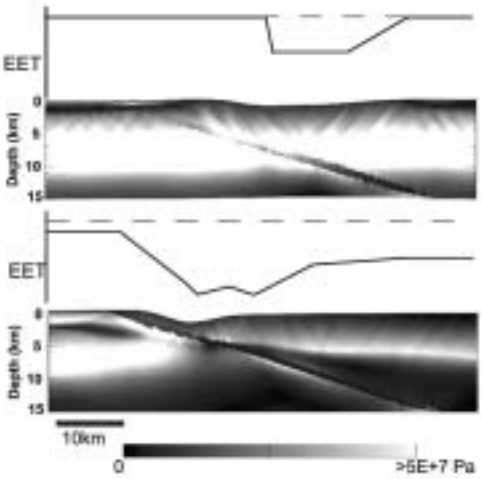


Figure 6. Equivalent elastic thickness (EET) profiles. The EET profiles show that in both cases the synthetic faults root at depth where the EET attains a lateral minimum. In the low competence contrast case, the nappe does not mechanically decouple the upper crust, and thus the EET profile is not affected. By comparison, in the case of a high competence contrast, the crust is mechanically decoupled and EET is much lower then in the first case. Note that in this case, the EET profile has two minima, and that the second corresponds to the place where the next fault is going to develop.

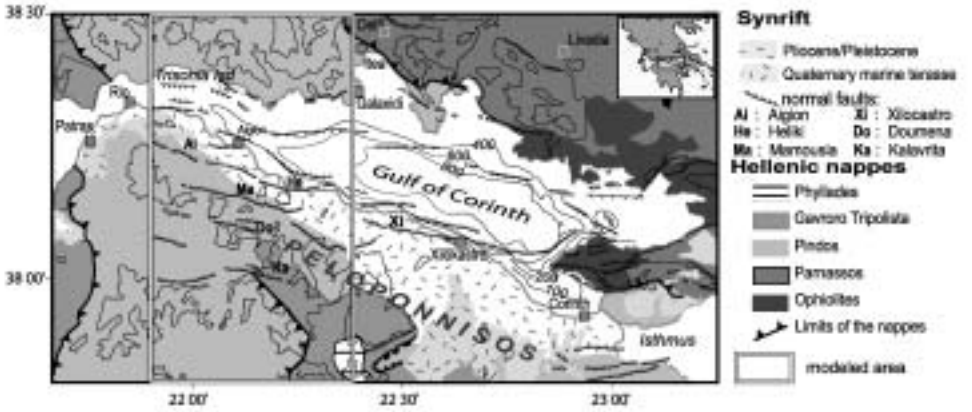


Figure 7. Geological map of the Gulf of Corinth. The extensional lineations (striped on the map) trend N30° – 50° in the metamorphic window of Phyteos (L. Jolivet, personal communication, 2002). Hellenic nappes after *Jacobshagen et al.* [1978]; recent faults after *Rigo et al.* [1996], *Ghisetti et al.* [2001], and *Moretti et al.* [2003].

added to the model. On the other hand, for larger thickness, the high competences contrast mode of deformation will be reached for much smaller viscosity contrast than it was in this study.

[29] A number of other important conclusions may be drawn on the basis of the experiments of this study. In particular, our results suggest that the presence of a weak dipping crustal heterogeneity such as an ancient nappe strongly influences the style of deformation during post-orogenic rifting and may result in a complete asymmetry of the produced faulting, subsidence and uplift patterns. The competence contrast between the heterogeneity and the background rock is a major controlling factor on the mode of rifting, which can vary from the "narrow" rift mode, in the case of a low competence contrast, to the "wide" rift mode in the case of high competence contrast. When the narrow rift forms, the uplift of the rift shoulders is important and is controlled by flexure, while in the case of a wide rift, the uplift is less prominent and is controlled by local isostatic balance. In both cases, the uplift is strongly asymmetric even when the boundary conditions are symmetric.

7. Application to the Western and Central Gulf of Corinth

[30] The Gulf of Corinth is an active rift zone associated with very high seismicity and strain rates. It is located between Peloponnesus and continental Greece. All recent studies confirm that the rifting was initiated 1 Myr ± 0.2 ago [*Sorel*, 2000; *Westaway*, 2002; *Moretti et al.*, 2003]. The recent GPS data [*Briole et al.*, 2000] infer an opening direction N00 with opening velocity decreasing eastward from 1.5 cm yr^{-1}, at Rio, to 0.5 cm yr^{-1}, at the level of the Isthmus of Corinth.

[31] The main inherited features in the region of Corinth are some preexisting variations in crustal thickness (discussed by *Le Pourhiet et al.* [2003]) and the Phyllades nappe outcrops south of the Gulf. Both are related to the orogenic building and to the Miocene times extension. The Phyllades nappe is mainly composed of weak phyllosicates (L. Jolivet, personal communication, 2002) (see map in Figure 7) and shows lineation of extension N30 to N50. We proposed to apply our model to the Phyllades nappe which is the major lithological contrast in the area. Considering this, the initial conditions of the models correspond to a simplified cross section of the Gulf of Corinth with a top-flattening part at the level of the tectonic window of Pheneos where the Phyllades nappe outcrops under the Tripolista nappe and the Pindos nappe (Figure 7).

[32] The two-dimensional assumption can be discussed because the dipping direction of the Phyllades nappe in the Gulf of Corinth is 30°/50°N while the stretching is directed along 00°N. This difference can produce either "en echelon" structures following the isodepth of the nappe, or reorient the fault in the dipping direction of the nappe. In fact, both of these structural patterns (en echelon faults and 30°N oriented faults) exist in the Gulf of Corinth.

7.1. Geological Settings

7.1.1. Rift Structural Pattern

[33] The azimuthal orientation of the rift is N120°, whereas the border faults are en echelon with azimuthal orientation at N90°/N100°. The uplift is clearly asymmetric between both shores of the Gulf and is emphasized by an abundance of synrift sediments uplifted up to 2 km on the southern shore, in contrast to their absence on the northern shore (see map in Figure 7). The southern shore exhibits four different basins (including the present one) which are related to major faults and spaced at 6 to 7 km distance from

one another. *Flotté* [2002] suggests that the ages of the basin decrease in a northward direction. Field observations also show that the first faults should have been rooted on the Phyllades nappe [*Flotté*, 2002]. Today, this contact zone is observed at about 1 km above sea level. Taking into account the maximum regional uplift of the Peloponnesus (2 mm yr^{-1}) and a reliable estimate for the age of the deformation (about 1 Myr), we can say that the fault rooted actually at only 1 or 2 km depth.

7.1.2. Evidence for Detachment/Decollement Level

[34] In the Central and Western part of the Gulf, the clusters of microseismicity are recorded between 5 and 12 km depth [*Rigo et al.*, 1996]. The structures outlined by these clusters have high-angle planar geometry (dipping about 70° to the north) and can be related to the faults on the southern shore. They root on a low 20°–30° north dipping plane [*Rigo et al.*, 1996; *Lyon Caen et al.*, 2002] seated below the northern shore.

7.1.3. Evidence of "Out-of-Sequence" Fault Activation

[35] In the frame of the northward migration of the southern shore of the rift, for the western part of the Gulf, we call "in sequence" a fault located northward of an older fault and "out-of-sequence" a fault that is found southward of the active faults. Present fault activity (Helike, Aigion, and offshore Aigion), structural observations [*Micarelli et al.*, 2003; *Ghisetti et al.*, 2001; *Moretti et al.*, 2003] as well as the geochemical data on fault cements [*Causse et al.*, 2004] show that several faults are active at the same time. Syn and postsedimentary out-of-sequence faults implying rollover in the sediments were detected in the footwall of the Helike fault [*Malartre et al.*, 2004].

7.1.4. Evidence That the Phyllades Nappe Constitutes a Preexisting Vertical Crustal-Scale Heterogeneity

[36] A dipping structure associated with concentrated microseismicity has been observed from seismic tomography [*Latorre et al.*, 2004] and corresponds to a localized variation of the Vs × VP and Vs/Vp velocities. These variations indicate the presence of lithological and fluid saturation contrasts. In addition, electrical magnetotelluric sounding highlights a positive conductivity anomaly [*Pham et al.*, 2000] above the dipping heterogeneity observed in the seismic tomography images. The authors of both articles suspect that these anomalies may be due to the presence of the Phyllades nappe at depth because it is mainly composed of phyllosillicates and the nappe constitutes the highest lithological contrast in the area.

7.2. Which Rifting Mode for Corinth?

[37] Our models suggest that the depth of the localization of the first synthetic fault is controlled only by the BDT in the weak nappe. This means that a realistic rheology to explain the first fault in Corinth should have its BDT as shallow as 2 km deep. On the other hand, seismicity is observed down to 10 km, implying that the competence contrasts between the nappe and the host rock must be high enough to permit rupture until this depth.

[38] After 30% of stretching, only the experiments 1a and 1b (Figures 8c and 8d) provide a satisfactory fit to the seismological data and the fault patterns (width of the faulted zone and number of major faults) in the Gulf of Corinth. Other models, which follow a typical rolling hinge pattern cannot reproduce at all the seismicity observed in the Gulf or the fault spacing. By comparing the last two models (1a and 1b) with the fault pattern and microseismicity, it appears that the best fit is obtained for the model with higher strain rate (1b) because in this case the major fault accumulates a larger displacement than in the case of model 1a. Moreover, 30% of stretching is obtained after 1.2 Myr in the case of model 1b and 1.8 Myr in the case of model 1a. As the age of the rift is supposed to be between 1.2 and 0.8 Myr [*Sorel*, 2000; *Moretti et al.*, 2003] the model with high background strain rate is the only one that can fit the width of the rift.

7.3. Implications for the Gulf of Corinth

7.3.1. Local Uplift of the Western Part of the Gulf of Corinth

[39] In the models, uplift of the southern basins occurs only after the depocenter migrates further north and when the topographic profiles reequilibrate isostatically. This can explain the acceleration of the uplift of the marine sediment with time highlighted by *De Martini et al.* [2002] in the area of Aigion as well as the subsidence profile proposed by *Ori* [1989]. This included a first phase of high subsidence rate (corresponding to the first deepening of the basin in the model until 10% stretching) followed by a low subsidence phase (corresponding to the fast migration of the depocenter and the reequilibration of the older basin at 15% and 25% in model 1b) and a recent increasing rate of subsidence phase (corresponding to the second basin formed between 25% and 30% in model 1b). In terms of time, our model predicts that subsidence rates slowed down 800 Myr ago, and that uplift of the southern coast begins between 400 Myr (20% of stretching) and 200 Myr (25% of stretching) ago. This timing is similar to the one suggested by *Moretti et al.* [2003] and V. Lykoussis et al. (Late Quaternary basin evolution of the gulf of Corinth: Sequence stratigraphy, sedimentation, fault slip and subsidence rates, submitted to *Marine Geology*, 2003) based on the analysis of the synrift sequences on subsurface data.

7.3.2. Regional Uplift

[40] The scale of our models is too small to account for possible regional uplift, due to, for instance, subduction of the Mediterranean lithosphere below the Peloponnesus. However, we have shown that heterogeneity due to the presence of a very weak nappe successfully explains the observed fault patterns. The resulting model actually fits the observed fault patterns and relative uplift/subsidence rate but does not reproduce the topography heights (only for the southern part of the Gulf). This suggests that these heights may be rather controlled by a regional uplift. This is confirmed by the fact that in the models, the nappe does not outcrop at the level of the first fault as is the case in the Gulf. This difference between models and field data suggests that the uplift rate in reality is larger than the rate obtained in our experiments. It confirms the idea that regional uplift rates must be in the order of 2 mm yr^{-1} in the southern coast of the western part of the Gulf [*Flotté*,

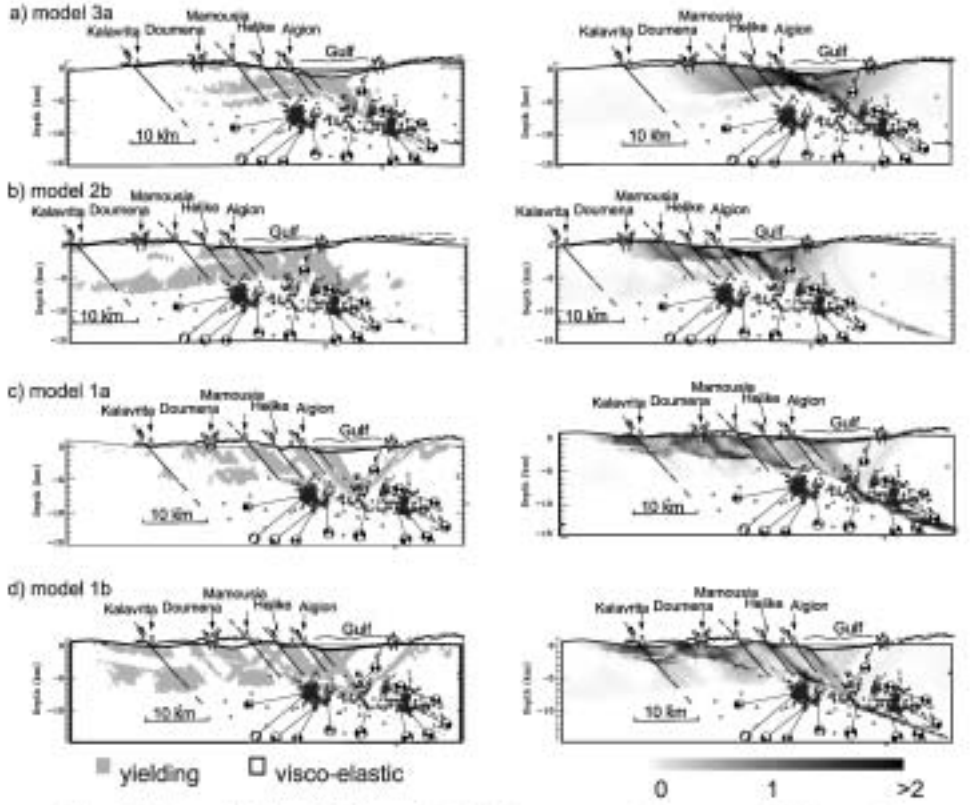


Figure 8. Fit to seismicity and fault pattern. The left column compares the occurrence of brittle strain in the model at 30% of stretching with *Rigo et al.* [1996] data on microseismicity. The right column shows the cumulative plastic strain and should be compared to fault patterns. Four cases are represented here. The first three cases (from top to bottom: 3a, 2a, 1a) correspond to increasing competence contrast to the bottom, and the last case (1b) to a higher stretching rate (1.5 cm yr^{-1} instead of 1 cm yr^{-1}). The first model is not acceptable because the fault zone is not wide enough to be representative of the Gulf of Corinth; the fault pattern does not show any kind of major faults, and microseismicity is localized in the weakest and ductile part of the model. The second case fits better with microseismicity, but the fault zone is not representative of the Gulf of Corinth. The last two are acceptable in terms of faulting patterns (width and number of major faults). The one with a higher strain rate is preferred because in this model, the fault, corresponding to the Helike fault, has accumulated a large amount of displacement, while in the lower strain rate model, the same fault accumulates only minor displacement.

2002], thus significantly higher than the regional uplift calculated by *Armijo et al.* [1996] (less than 0.5 mm yr^{-1}) at the level of Xylocastro.

7.3.3. Regional Geodynamics

[41] The GPS data in the Gulf of Corinth [*Briole et al.*, 2000] indicates that present opening rates are much faster in the western part (1.5 cm yr^{-1}) than in the eastern part (0.5 cm yr^{-1}). These measurements are not compatible with the GPS displacement and finite strain measurements obtained for the Aegean domain (see, e.g., *Jolivet* [2001] for comparison), which imply a faster opening rate in the east than in the west [*Jolivet*, 2001; *Jolivet et al.*, 1994]. Our results show that in the western part, a constant high strain rate (1.5 cm yr^{-1}) explains better the geometry of the faults than an average strain rate (1 cm yr^{-1}). It validates the hypothesis that the GPS-based rates of extension could be

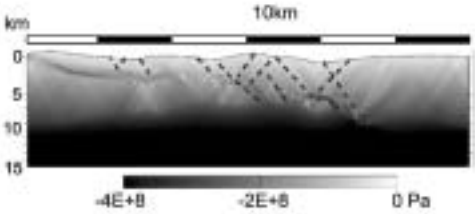


Figure 9. Pressure field around the nappe. This picture represents the pressure field for model 1b after 30% of stretching; the faults (dashed lines) are associated with underpressure; the nappe (darker gray) is associated with overpressure. The nappe thus forms a pressure barrier against upward flow under the forming basin.

extrapolated to the whole extension history of the Gulf, and one may note that this constant slip rate leads to a nonconstant subsidence rate and kinematics of faults due to the heterogeneity of the material. The westward growing opening rate must thus be explained either by dynamic processes (e.g., the difference in crustal thickness between both the eastern and western parts of the Gulf), or by kinematics constraints independent of the Aegean Sea extension (e.g., the propagation of the North Anatolian fault and the inversion of strike on the Kefalonia fault [*Cocard et al.*, 1999]). Our model is not valid to discriminate between these two hypotheses, i.e., local versus regional acceleration, however, *Le Pourhiet et al* [2003] have shown that the existence of thickened crust below the Corinth rift is nonnegligible and can lead to a local increase of extension rate in the western part of the Gulf.

7.3.4. Fluid Circulation

[42] Our numerical code operates with full stresses and thus has the advantage of handling pressure in a self-consistent way. This allows us to obtain spatial pressure distributions that can be matched with the deformation history instead of assuming that pressure is only depth dependent. Figure 9 shows pressure predicted by our best fitting model (1b) for present state. In Figure 9, the faults exhibit underpressure, while the nappe exhibits high overpressure. Assuming that in a porous medium fluids flow in the direction of an inverse pressure gradient (which was first shown by Pythagoras (450BC) and is well confirmed for geothermal systems), Figure 9 suggests that fluids can be driven along faults in the southern part of the rift. Yet, under the recent subsiding part of the rift, where the microseismicity localizes, the nappe should constitute a pressure barrier to upward flow. The resulting flow patterns correlate with the location of electric sounding and seismic tomography anomalies described in the previous sections.

7.4. Conclusions for the Western Gulf of Corinth

[43] Only the experiments based on the assumption of high competence contrast fit the fault pattern and microseismicity of the Gulf of Corinth. Regional uplift is thus needed to explain that the contact between the Gulf's southern fault and Phyllades nappe is outcropping. The best fit between the model and observations is obtained in experiment 1b (high competence contrast and high (1.5 cm yr^{-1}) background strain rate). In this model, the uplift of the southern coast is late and starts after the beginning of the migration of the rift's depocenter. This model also explains the existence of out-of-sequence faults dipping in the direction of the recent basin (out-of-sequence type II fault). It may also explain the electric conductivity anomalies and seismic velocity anomalies observed from magnetotelluric and tomographic sounding data because the presence of the nappe may create a pressure barrier for fluid ascent below the present Gulf.

Appendix A: Numerical Implementation

[44] In the following, stress σ and strain rate $\dot{\varepsilon}$ tensors are separated into their deviatoric and isotropic parts:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \sigma_{ii}/3 \\ \sigma_{ij} &= \sigma_{ij} - \delta_{ij}\bar{\sigma} \\ \bar{\varepsilon} &= \varepsilon_{ii}/3 \\ \tau_{ij} &= \sigma_{ij} - \delta_{ij}\bar{\varepsilon}. \end{aligned} \tag{A1}$$

This allows us to define viscoelastic rheology using two parameters G (shear modulus) and μ (shear viscosity) in shear:

$$\left.\begin{aligned} \dot{\varepsilon}^{\mathrm{tot}} &= \dot{\varepsilon}^{\mathrm{el}} + \dot{\varepsilon}^{\mathrm{vis}} = \dot{\varepsilon} \\ \dot{\varepsilon}^{\mathrm{el}} &= \dot{\tau}/2G \\ \dot{\varepsilon}^{\mathrm{vis}} &= \tau/2\mu \\ \dot{\tau}_{ij} &= 2G\left(\dot{\varepsilon}_{ij} - \tau_{ij}\Big/2\mu(T,\dot{\varepsilon}^{II},\tau_{ij},\ldots)\right) \end{aligned}\right\}, \tag{A2}$$

where T is the temperature, $\dot{\varepsilon}$ is total shear strain rate, and superscript "II" stands for the second invariant.

[45] Following common assumptions, bulk viscosity is neglected in pure(o)viscous; the isotropic stress update rule is thus written only as a function of elastic bulk modulus K

$$\dot{\bar{\sigma}} = 3K\dot{\bar{\varepsilon}}. \tag{A3}$$

[46] Mohr-Coulomb elastoplastic behavior is chosen instead of viscoelastic rheology if the shear failure criteria F reaches zero and the associated effective shear stress is smaller than that for viscous flow

$$\left.\begin{aligned} F &= \tau^* + \sin\Phi\sigma^* - \cos\Phi C \\ \tau^* &= \sqrt{(\tau_{11} - \tau_{22})^2/4 + \tau_{12}^2} \\ \sigma^* &= (\sigma_{11} + \sigma_{22})/2 = (\tau_{11} + \tau_{22})/2 + \bar{\sigma} \end{aligned}\right\}, \tag{A4}$$

where Φ is the angle of internal friction. In fact, we also test for tension failure criteria, which, however, is not dominant in the conditions of our experiments, and its description is thus omitted due to lack of space.

[47] The plastic flow law $\dot{\varepsilon}^{plas}$ is deduced using plastic potential function Q and a scalar plastic multiplier λ

$$\left.\begin{aligned} Q &= \tau^* + \sin\Psi\sigma^* \\ \dot{\varepsilon}^{plas}_{ij} &= \lambda\frac{\partial Q}{\partial \sigma_{ij}} \end{aligned}\right\}, \tag{A5}$$

where Ψ stands for dilatancy angle, $\Psi = \Phi - 30^\circ \approx 0^\circ$ for most rocks.

[48] The as yet unknown value of scalar λ is found from the consistency criteria:

$$\frac{F(\lambda) - F^{old}}{dt} = 0. \tag{A6}$$

[49] Finally, using the above equations the stress update rule becomes

$$\left.\begin{aligned} \dot{\tau}_{ij} &= 2G\left(\dot{e}_{ij} - \lambda\partial Q/\partial\tau_{ij}\right) \\ \partial Q/\partial\theta &= \sin\Psi \\ \dot{\theta} &= 3K(\dot{\varepsilon} - \lambda\sin\Psi/3) \end{aligned}\right\}. \tag{A7}$$

Once the new velocity field has been calculated using Newtown's Second Law (equation (1)), stress is updated to take into account objectivity to rotation of the stress tensor by using Jauman's corotational stress time derivative:

$$\left.\begin{aligned} \overset{\nabla}{\sigma}_{ij} &= \sigma_{ij} + \left(\omega_{ik}\sigma_{kj} - \sigma_{ik}\omega_{kj}\right)\Delta t \\ \omega_{ij} &= \frac{1}{2}\left\{\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right\} \end{aligned}\right\}. \tag{A8}$$

[50] **Acknowledgments.** The first reviewer, Susan Ellis, is thanked for many useful comments and, in particular, for outstanding patience in fixing some severe problems of English usage and of common sense. Y. Podladchikov has gently helped the first author in a number of numerical aspects. A. Poliakov helped the second author to gently handle Y. Podladchikov in a number of psychological puzzles. Both Y. Podladchikov and A. Poliakov are the principal contributors to Paraview. EEC project 3F-Corinth (EN8&6-CT-2000-00056) funded by the Vth PCRD (http://www.corinth-rift-lab.org).

References

Armijo, R., B. Meyer, G. C. P. King, A. Rigo, and D. Papanastassiou (1996), Quaternary evolution of the Corinth rift and its implications for the late Cenozoic evolution of the Aegean, *Geophys. J. Int.*, *126*, 11–55.

Axen, G. J. (1992), Pore pressure, stress increase, and fault weakening in low-angle normal faulting, *J. Geophys. Res.*, *97*, 8979–8991.

Axen, G. J., and J. M. Bartley (1997), Field tests of rolling hinges: Existence, mechanical types, and implications for extensional tectonics, *J. Geophys. Res.*, *109*, 20,515–20,537.

Barrotti, G., and Y. Y. Podladchikov (2000), Dynamic link between the level of ductile crustal flow and style of normal faulting of the brittle crust, *Tectonophysics*, *320*, 195–218.

Brace, W. F., and D. L. Kohlstedt (1980), Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6248–6252.

Briole, P., A. Rigo, H. Lyon-Caen, J. Ruegg, K. Papazissi, C. Mitsakaki, A. Balodimou, G. Veis, D. Hatzfeld, and A. Deschamps (2000), Active deformation of the Corinth rift, Greece: Results from repeated Global Positioning System surveys between 1990 and 1995, *J. Geophys. Res.*, *105*, 25,605–25,625.

Buck, W. R. (1991), Modes of continental lithospheric extension, *J. Geophys. Res.*, *96*, 20,161–20,178.

Burov, E. B., and M. Diament (1995), The effective elastic thickness (T_e) of continental lithosphere: What does it really mean?, *J. Geophys. Res.*, *100*, 3905–3927.

Burov, E. B., and A. N. B. Poliakov (2001), Erosion and rheology controls on synrift and postrift evolution: Verifying old and new ideas using a fully coupled numerical model, *J. Geophys. Res.*, *106*, 16,461–16,481.

Cianetti, C., I. Moretti, R. Eschard, L. Micarelli, B. Ghaleb, and N. Frank (2004), Kinematics of the Corinth Gulf inferred from calcite dating and syntectonic sedimentary characteristics, *C. R. Geosci.*, *336*, 281–290.

Cocard, M., H. Kahle, Y. Peter, A. Geiger, G. Veis, S. Felekis, D. Paradissis, and H. Billiris (1999), New constraints on the rapid motion of the Aegean region: Recent results inferred from GPS measurements (1993) across the West Hellenic Arc, Greece, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *172*, 39–47.

Culling, W. E. H. (1960), Analytical theory of erosion, *J. Geol.*, *68*, 333–336.

Cundall, P. A. (1989), Numerical experiments on localization in frictional materials, *Ing. Arch.*, *59*, 148–159.

De Martini, P. M., D. Pantosti, N. Palyvos, F. Lemeille, L. McNeil, and R. Collier (2002), Slip rates of the Aegion and Eliki faults from uplifted marine terraces, Corinth Gulf Greece, *Geophys. Res. Abstr.* [CD-ROM], *4*, EGS02-A-05718.

Flotté, N. (2002), Caractérisation structurale et cinématique d'un rift sur détachement: Le rift de Corinthe-Patras, Grèce, Ph.D. thesis, 197 pp., Univ. Paris Sud, Orsay, France.

Ghisetti, F. C., L. Vezzani, F. Agosta, R. Sibson, and I. Moretti (2001), Tectonic setting and sedimentary evolution of the south-west margin of the Corinth rift (Aigion-Xylocastro area), Inst. Fr. du Pet., Rueil Malmaison, France.

Hansen, F. D., and N. L. Carter (1982), Creep of selected crustal rocks at 1000 MPa, *Eos Trans. AGU*, *63*, 437.

Heiskanen, W. A., and F. A. V. Meinesz (1958), *The Earth and Its Gravity Field*, 470 pp., McGraw-Hill, New York.

Jacobshagen, V., S. Duerr, F. Kockel, K. Kopp, and G. Kowalczyk (1978), Structure and geodynamic evolution of the Aegean region, in *Alpe Apennines Hellenides: Geodynamic Investigation Along Geotraverses by an International Group of Geoscientists, Inter-Union Comm. Geodyn. Sci. Rep.*, vol. 38, edited by H. Closs et al., pp. 537–620, Schweizerbart, Stuttgart, Germany.

Jolivet, L. (2001), A comparison of geodetic and finite strain pattern in the Aegean, geodynamic implications, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *187*, 95–104.

Jolivet, L., J. P. Brun, P. Gautier, S. Lallemant, and M. Patriat (1994), 3D kinematics of extension in the Aegean region from the early Miocene to the present, insights from the ductile crust, *Bull. Soc. Geol. Fr.*, *165*, 195–209.

Kaufman, P. S., and L. H. Raydan (1994), Lower crustal flow in an extensional setting: Constraints from the Halloran Hills region, eastern Mojave Desert, California, *J. Geophys. Res.*, *99*, 15,723–15,739.

Kirby, S. H., and A. K. Kronenberg (1987), Rheology of the lithosphere: Selected topics, *Rev. Geophys.*, *25*, 1219–1244.

Latorre, D., J. Virieux, T. Monfret, and H. Lyon-Caen (2004), Converted seismic wave investigation in the Gulf of Corinth Gulf from local earthquakes, *C. R. Geosci.*, *336*, 259–287.

Le Pourhiet, L., E. Burov, and I. Moretti (2003), Initial crustal thickness geometry controls on the extension to a bulk ore domain: Case of the Gulf of Corinth, *Tectonics*, *22*(4), 1032, doi:10.1029/2002TC001433.

Lyon Caen, H., K. Makropoulos, P. Papadimitriou, A. Deschamps, P. Bernard, F. Pacchiani, S. Rousseau, H. Castarede, and F. Corsini (2002), Seismicity in the Aigion area as seen by the Corinth Rift seismological network, *Geophys. Res. Abstr.* [CD-ROM], *4*, EGS02-A-05400.

Malartre, F., M. Ford, and E. A. Williams (2004), Preliminary biostratigraphy and 3D geometry of the Vouraikos Gilbert-type fan delta, Gulf of Corinth, Greece, *C. R. Geosci.*, *336*, 269–280.

Melosh, H. J. (1990), The mechanics of low angle normal faulting in the Basin and Range, *Nature*, *343*, 351–353.

Micarelli, L., I. Moretti, and J. M. Daniel (2003), Influence of depth and amount of displacement of the characteristics of normal faults, case study in the Gulf of Corinth-Greece, *J. Geodyn.*, *36*, 275–303.

Montési, L. G. J., and M. T. Zuber (2003), Spacing of faults at the scale of the lithosphere and localization instability: 1. Theory, *J. Geophys. Res.*, *108*(B2), 2110, doi:10.1029/2002JB001923.

Moretti, I., D. Sakellariou, Y. Lykousis, and L. Micarelli (2003), The Gulf of Corinth: A half graben?, *J. Geodyn.*, *36*, 323–340.

Ori, G. G. (1989), Geological history of the extensional basin of the gulf of Corinth (Miocene Pleistocene), Greece, *Geology*, *17*, 918–921.

Parsons, B., and J. G. Sclater (1977), An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, *82*, 803–827.

Pham, V. N., P. Bernard, D. Boyer, G. Chouliaras, J. L. L. Mouël, and G. N. Stavrakakis (2000), Electrical conductivity and crustal structure beneath the central Hellenides around the Gulf of Corinth (Greece) and their relationship with the seismotectonics, *Geophys. J. Int.*, *142*, 948–969.

Poliakov, A. N. B., and W. R. Buck (1996), Faulting due to stretching of viscoelastic-plastic lithosphere;

some remarks on brittle-ductile transition, rift shoulders and depth of necking, *Eos Trans. AGU*, *77*(46), Fall Meet. Suppl., F702.

Poliakov, A. N. B., Y. Y. Podladchikov, and C. Talbot (1993), Initiation of salt diapirs with frictional overburden: Numerical experiments, *Tectonophysics*, *228*, 199–210.

Ranalli, G. (1987), *Rheology of the Earth: Deformation and Flow Processes in Geophysics and Geodynamics*, 366 pp., Allen and Unwin, Boston, Mass.

Rigo, A., H. Lyon-Caen, R. Armijo, A. Deschamps, D. Hatzfeld, K. Makropoulos, P. Papadimitriou, and I. Kassaras (1996), A microseismic study in the western part of the Gulf of Corinth (Greece): Implications for large-scale normal faulting mechanisms, *Geophys J. Int.*, *126*, 663–688.

Sorel, D. (2000), A Pleistocene and still active detachment fault and the origin of Corinth Patras rift, Greece, *Geology*, *28*, 83–86.

Spadini, G., and Y. Y. Podladchikov (1996), Spacing of consecutive normal faulting in the lithosphere: A dynamic model for axis jumping (Tyrrhenian Sea), *Earth Planet. Sci. Lett.*, *144*, 21–34.

Tierra, M., and N. Carter (1987), Upper limits of power law creep of rocks, *Tectonophysics*, *136*, 1–26.

Westaway, R. (2002), The Quaternary evolution of the Gulf of Corinth, central Greece: Coupling between surface processes and flow in the lower crust, *Tectonophysics*, *348*, 269–318.

E. Burov and L. Le Pourhiet, Laboratoire de Tectonique, UMR 7072, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05, France. (laetitia.lepourhiet@lgs.jussieu.fr)

I. Moretti, Institut Français du Pétrole, 1-4, avenue de Bois Préau, F-92852 Rueil Malmaison, France.

CHAPITRE IV Extension du concept à trois dimensions : Modèles numériques 2D vs modèles analogiques 3D

Cette étude a été menée en collaboration avec Luca Mattioni à l'IFP, je remercie les techniciens qui se sont occupés de nos expériences et qui ont aussi eu la gentillesse d'accueillir les étudiants de maîtrise de Paris VI durant les manips. Les résultats ont fait l'objet de deux *extended abstracts* [Le Pourhiet et al., 2004d ; Mattioni et al., 2004], qui ont été présentés à Geomod 2004 à Emetten en Suisse et seront soumis pour publication en octobre.

1 _ D'une étude thermomécanique à son équivalent analogique…

Pour comprendre l'effet sur le rifting de la présence d'une nappe rhéologiquement faible dont l'orientation n'est pas perpendiculaire à la direction d'extension, le choix a été d'utiliser des modèles analogiques sable-silicone. Ce changement de méthode de modélisation entraîne l'obligation de simplifier le protocole expérimental notamment les conditions aux limites et la géométrie de l'hétérogénéité (Figure 89).

L'étude thermomécanique précédente avait montré que seul un fort contraste de compétence permettait d'expliquer la cinématique et l'espacement des failles dans le golfe de Corinthe. Le modèle possédant un fort contraste rhéologique a donc été choisi comme base pour la géométrie initiale des modèles analogiques.

Le sable et le pyrex ont été utilisés en remplacement des parties élasto-plastiques et viscoélastiques à fort temps de relaxation de Maxwell alors que la silicone remplace les parties viscoélastiques à faible temps de relaxation de Maxwell.

La transition d'un modèle thermomécanique vers un modèle mécanique, dans lequel il est impossible de faire varier la rhéologie d'une phase avec la profondeur ou le temps, impose un réarrangement de la géométrie des phases dans le modèle. Les phases ne correspondent plus à des propriétés lithologiques mais à leur comportement mécanique effectif.
La nappe a été remplacée par du sable au sommet et par de la silicone à la base. La limite entre les deux matériaux étant directement déduite de la valeur de la viscosité effective dans les modèles thermomécaniques.
L'encaissant a été remplacé par un assemblage bicouche sable/silicone en suivant le même principe.

Comme la taille de la boîte de bois (structurator 2) est fixée par la largeur du scanner médical utilisé pour l'acquisition des données 4D et qu'il n'est pas encore possible d'utiliser une centrifugeuse sous un scanner pour modifier l'accélération de la pesanteur, le dimensionnement des modèles analogiques se réduit à calculer la vitesse d'extension aux limites pour que la viscosité de la silicone mise à l'échelle de la terre soit d'un ordre de grandeur raisonnable.

Durant les expériences, la vitesse d'extension a varié prenant la valeur de 1 ou 2cm/heure. Les deux dimensionnements correspondants sont dans l'encadré qui suit.

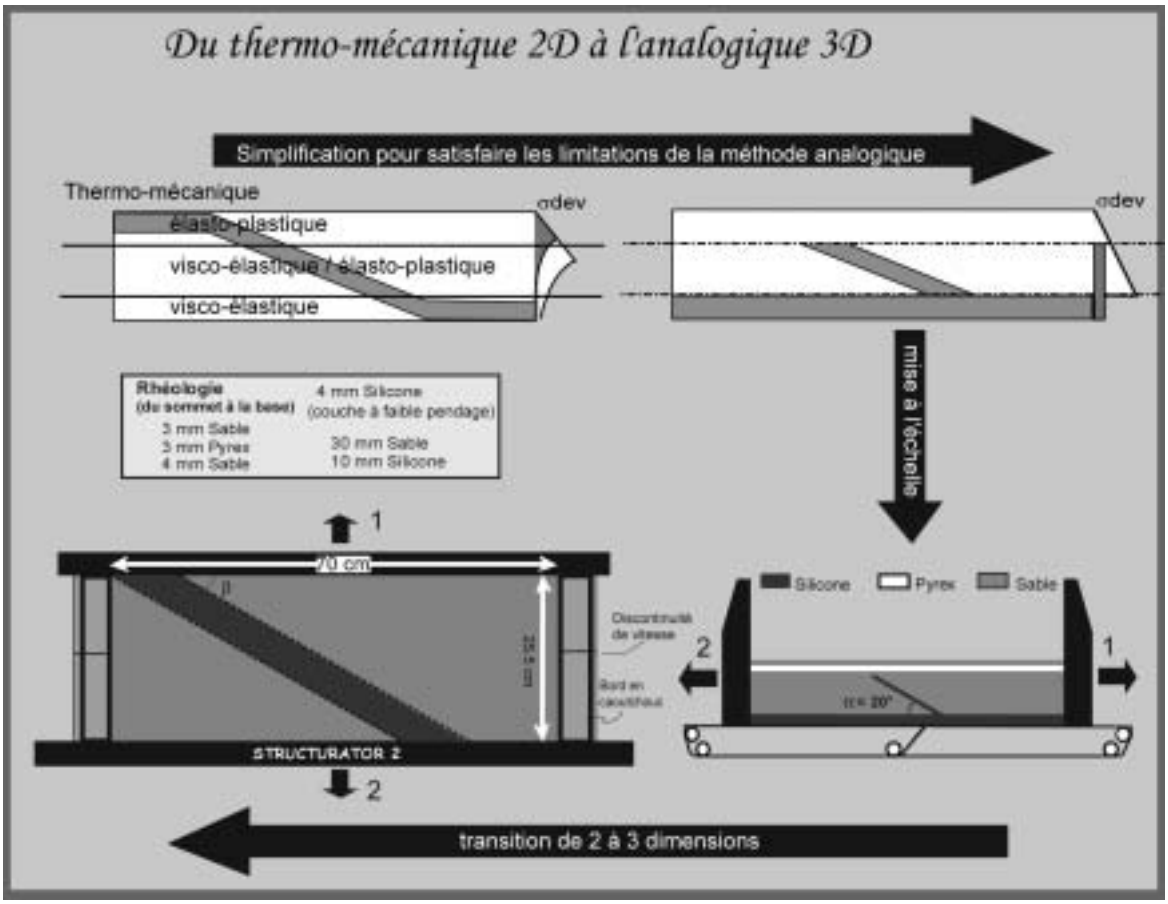


Figure 89

En se basant sur les résultats des modèles thermomécaniquement couplés, les parties à faible temps de relaxation de maxwell ont été remplacées par de la silicone alors que les parties à fort temps de relaxation des contraintes ont été remplacées par du sable de Fontainebleau. Près du sommet de la boite un banc de pyrex de 3mm a été disposé pour servir de marqueur de la déformation dans les plans verticaux. L'angle de pendage apparent de la nappe dans la direction d'extension a été gardé constant pour toutes les manipulations. La boîte de bois structurator 2 impose une discontinuité de vitesse au centre des modèles, les bords latéraux sont en caoutchouc pour limiter les discontinuités latérales de vitesse.

1 cm dans le modèle correspond à 4 Km dans la nature → $L^* = 2.5 \times 10^{-6}$

L'accélération de la pesanteur est la même dans le modèle et dans la nature → $g^* = 1$

Le sable et la silicone sont 1.5 à 3 fois plus légers que les roches → $\rho^* \sim 0.5$

En terme de dimension s : $\sigma^* = \rho^* L^{*2} T^{*-2} = \rho^* g^* L^*$ → $\sigma^* = 1.25 \times 10^{-6}$

On a considéré que dans la nature l'extension est de 1cm/an.

Dimensionnement pour les modèles à 1 cm/heure → $V^* = 10^4$

$V^* = L^*/T^*$ → $T^* = 2.5 \times 10^{-10}$

$\varepsilon'^* = 1 / T^*$ → $\varepsilon'^* = 0.4 \times 10^{10}$

$\eta^* = \sigma^* / \varepsilon'^*$ → $\eta^* = 3.125 \times 10^{-16}$

À l'échelle naturelle → $\eta = 0.64 \times 10^{20}$

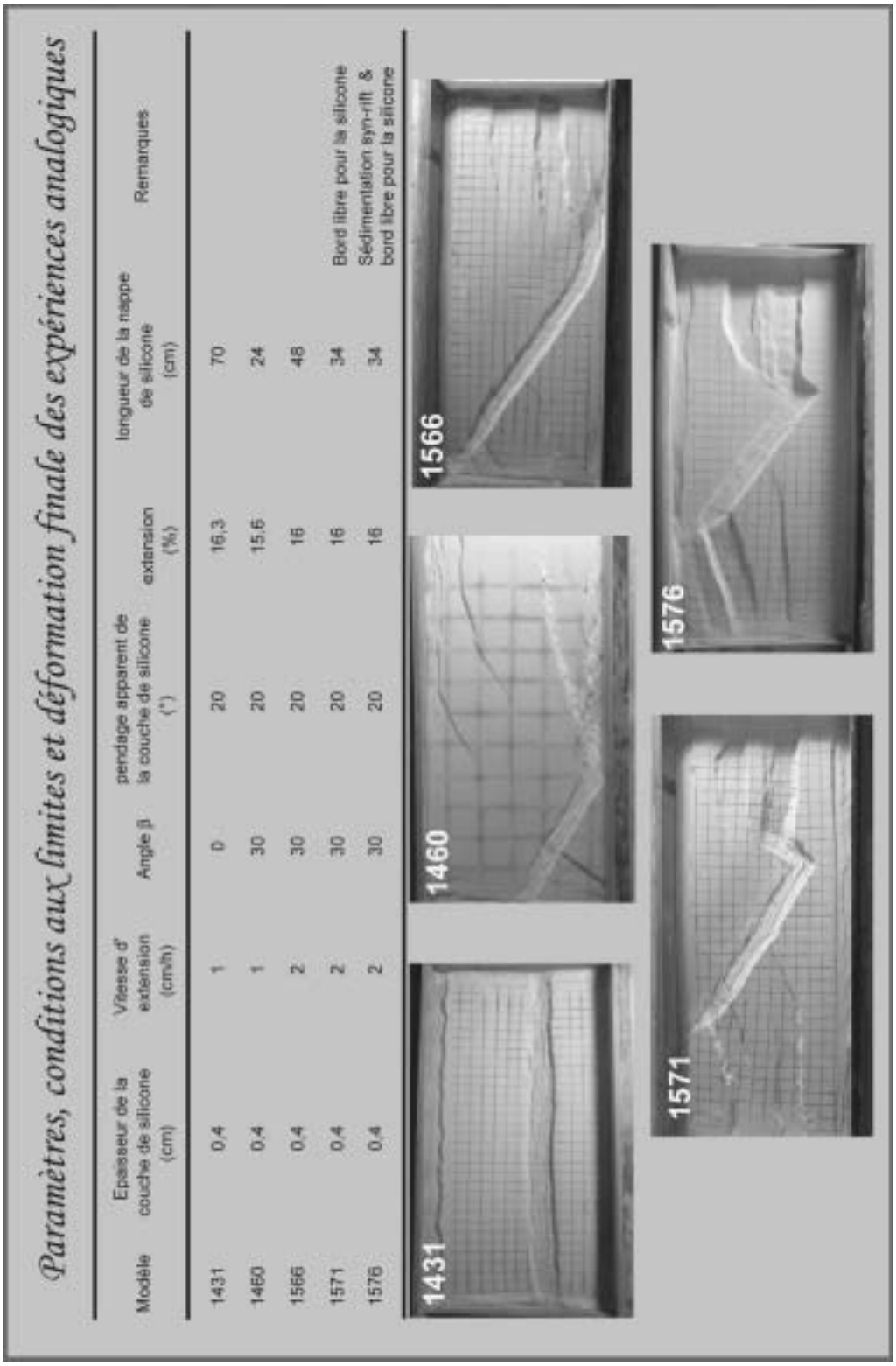


Figure 90

Le tableau indique les paramètres des expériences analogiques. Il est entouré des photographies, en vue du dessus, de chacun des modèles à la fin de l'expérience

Dimensionnement pour les modèles à 2 cm/heure	→	$V^* = 2. \times 10^4$
$V^* = L^*/T^*$	→	$T^* = 1.25 \times 10^{-10}$
$\varepsilon'^* = 1 / T^*$	→	$\varepsilon'^* = 0.8 \times 10^{10}$
$\eta^* = \sigma^* / \varepsilon'^*$	→	$\eta^* = 1.6 \times 10^{-16}$
À l'échelle naturelle		→ $\eta = 1.25 \times 10^{20}$

Un calcul 2D a été mené. Hormis la vitesse d'extension, la géométrie latérale de la nappe a varié au cours des expériences (Figure 90).

2 _ Résultats

Dans tous les modèles analogiques, la bande de silicone sert de niveau de décollement et localise fortement la déformation dans la couche de sable sus-jacente (Figure 91). Dans les stades précoces, un système de failles normales conjuguées à fort pendage se forme à l'apex de la couche de silicone. Puis, dans un second temps, la déformation se décale dans la direction du pendage de la nappe pour former un graben plus ou moins symétrique qui peut être bordé, selon les cas, d'un bloc supplémentaire séparé de la partie non faillée du *hanging wall* de la nappe par une faille synthétique.

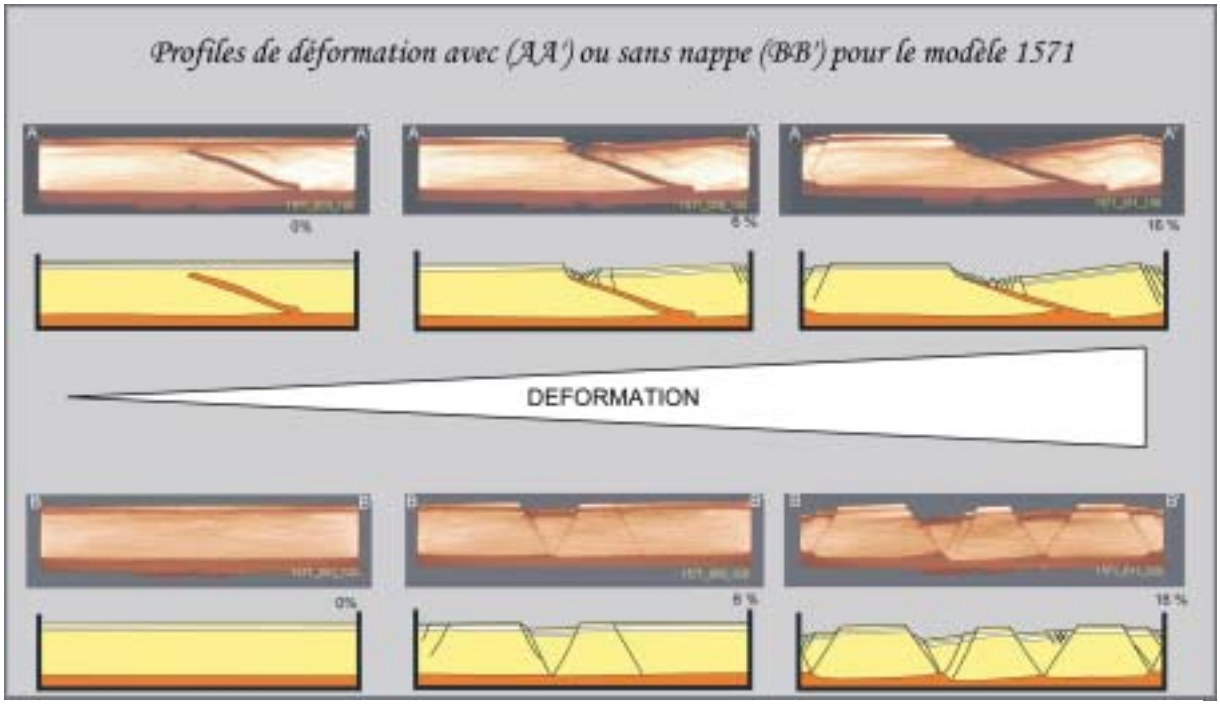


Figure 91

La figure représente les acquisitions 2D verticales au scanner et des coupes interprétatives des profil AA', BB' de la Figure 92 *(merci à Luca Mattioni). Le profil du haut représente la déformation finie au dessus de la nappe de silicone. On y voit clairement que la silicone permet de localiser la déformation en formant un graben d'abord symétrique qui, la déformation augmentant, s'asymétrise passivement sans migrer ni crée de nouvelles failles.*

Le profile du bas représente une coupe dans la partie du modèle où la nappe n'est pas présente. Deux grabens (+ deux autres sur les bords) *plus larges et quasi-symétriques se forment*

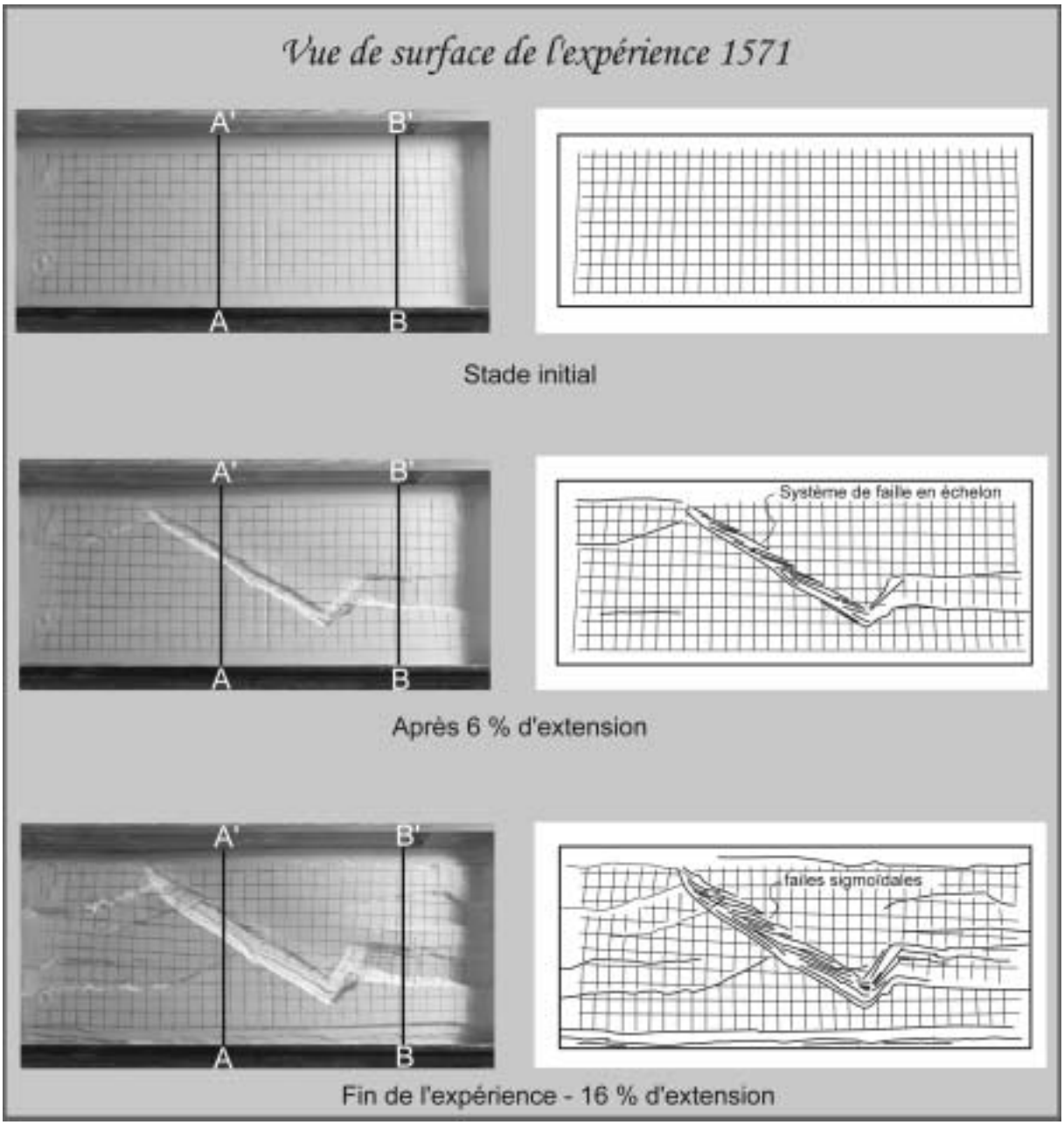


Figure 92

La nappe impose une discontinuité mécanique forte sur les modèles en entraînant la localisation d'un graben asymétrique mais aussi à grande échelle la réorientation du champs de contraintes horizontales dans tout le domaine où elle se trouve oblique à l'extension.

Au dessus de la nappe, les failles se forment en échelons et deviennent sigmoïdales lorsque la déformation augmente.

Lorsque la déformation augmente (Figure 91), le rift s'élargit en glissant sur la couche de silicone. Les failles synthétiques formées à fort pendage durant les stades initiaux de l'extension se couchent horizontalement pour accommoder la déformation. Une relation linéaire relie alors l'élargissement et l'approfondissement du graben (Figure 93). Cette relation linéaire est en accord avec les observations faites en Figure 85 avec les modèles thermomécaniques. Si le *footwall* de la nappe ne se déforme pas plastiquement, alors la largeur du graben est proportionnelle par l'extension aux limites du modèle.

Les blocs bordés de failles antithétiques se séparent en blocs antithétiques plus petits mais la déformation ne se propage pas dans le *hanging wall* de la faille qui continue à se déformer par flexure. Le rift devient progressivement asymétrique avec des failles à faible pendage du coté surélevé et des failles antithétiques conservant un pendage conséquent du coté abaisser.

La déformation cartographique (Figure 90, Figure 92) montre que la direction globale du graben correspond à celle de la nappe faible dans la zone où elle existe. Cependant, les failles qui bordent le graben ne lui sont pas forcément parallèles lorsque la direction d'extension est oblique. Dans ce cas, dès les stades initiaux, les failles synthétiques se forment bien parallèlement à la nappe, mais les failles antithétiques soulignent le fait que l'extension n'est pas appliquée perpendiculairement à la direction de la nappe. Elles se forment en échelon avec une direction intermédiaire entre la direction de la nappe et celle de l'extension. Lorsque la quantité d'extension augmente, ces failles antithétiques en échelon prennent une forme sigmoïdale marquée par des segments parallèles à la nappe et d'autres perpendiculaires à l'extension. Seules les failles synthétiques formées très près de l'apex de la nappe gardent une direction parallèles à la nappe. Les autres failles plus centrales subissent peu à peu une rotation anti-horaire bien marquée par la déformation du quadrillage.

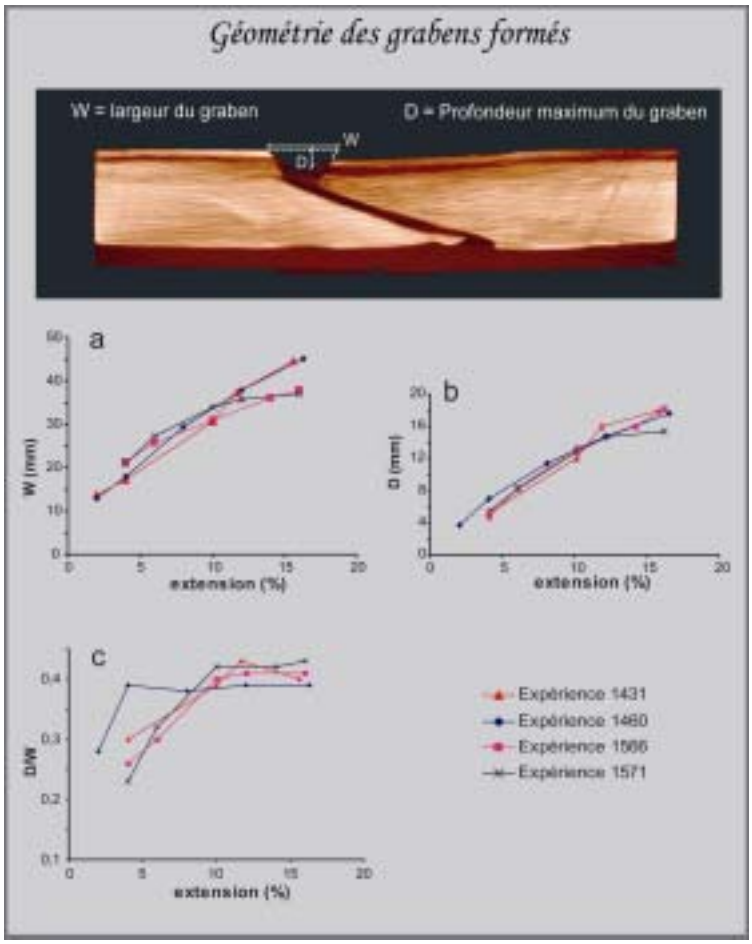


Figure 93
Les bassins se formant au dessus de la nappe subissent d'abord une phase de subsidence rapide. Puis, la subsidence devient proportionnelle à l'élargissement du bassin.

Dans tous les modèles où l'extension est appliquée obliquement à la nappe, on observe aussi à l'arrière et à l'avant de la nappe, la propagation de failles normales d'abord perpendiculaires à la direction d'extension puis perpendiculaire à la nappe quand elle s'en approche, témoignant d'une rotation locale du champ de contraintes (Figure 90). Ces failles normales s'enracinent sur la silicone basale et forment des grabens ou des demi-grabens. Dans les modèles où la nappe n'est pas présente sur toute la longueur de la boîte, on voit clairement que ces failles normales se trouvent dans le prolongement de larges grabens formés perpendiculairement à la direction d'extension (Figure 92).

3 _ Comparaison des résultats analogiques et thermomécaniques

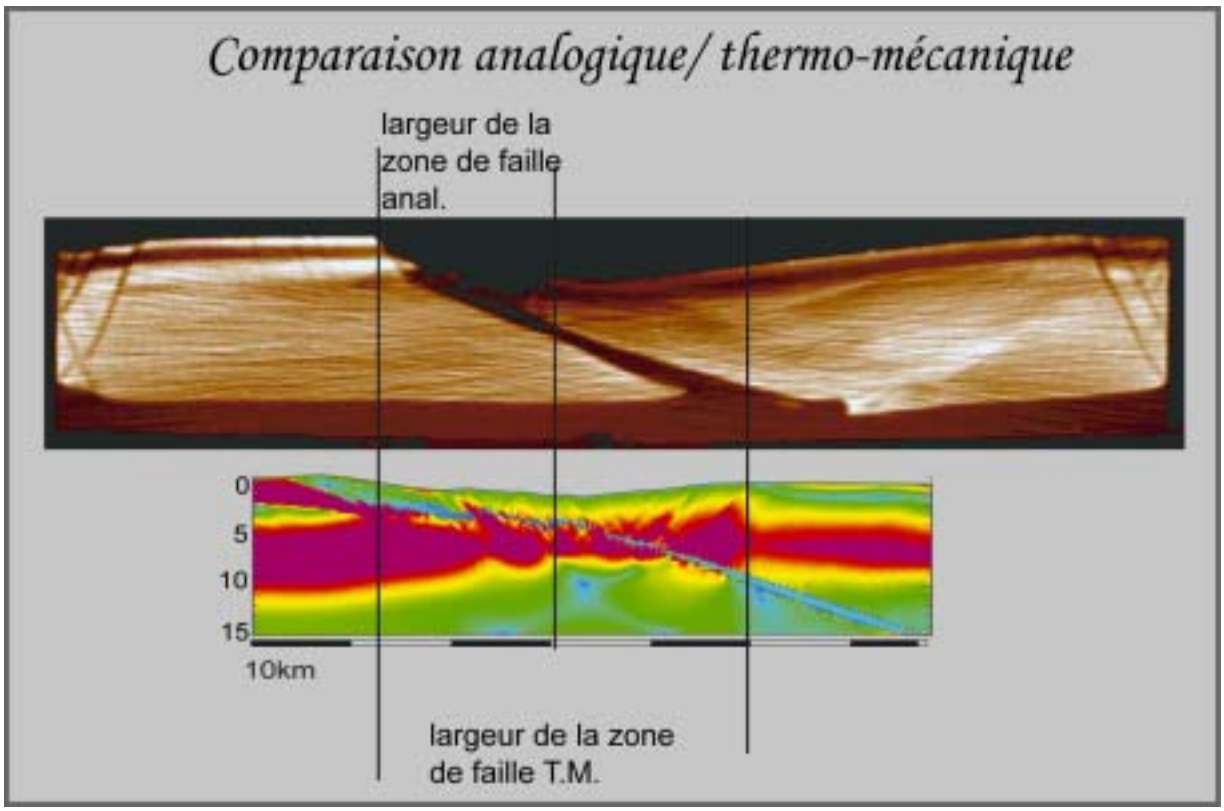


Figure 94

La comparaison entre les modèles analogiques et thermomécaniques indique que la zone de failles est beaucoup plus importante dans les modèles thermomécaniques. En effet, dans les modèles thermomécaniques, la flexure liée à la présence de la nappe était accommodée à la fois dans le foot wall et dans le toit de cette dernière, causant une diminution de son pendage et participant à la migration des bassins. Ici, le foot wall ne se déforme pas et la zone de faille active est deux fois plus petite.

Dans les expériences analogiques, même 2D, la géométrie du réseau de faille est très différente de celle obtenue dans le modèle thermomécanique sur lequel était basé le design des expériences analogiques (Figure 94, fort contraste de compétence 1a).

La zone de faille est beaucoup moins large, et le *foot wall* de la nappe enregistre beaucoup plus de déformation flexurale que dans les modèles thermomécaniques.

Est ce la précision du code numérique qui est en jeu ? Ou l'une des simplifications imposées par l'utilisation d'une méthode analogique (conditions au limites, rhéologie, température, etc. …) ?

Ou encore le fait que le dimensionnement, des modèles analogiques, ne prend pas en compte le caractère élastique du sable ?

Pour tenter de donner une réponse à ces questions, des benchmarks numériques ont été conduits. Contrairement aux calculs thermomécaniques décrits dans la partie précédente, ces nouveaux calculs numériques sont purement mécaniques, ils prennent en compte des rhéologies simples et les conditions

aux limites ont été adaptées pour être aussi proches que possible des conditions imposées dans les expériences analogiques.

4 _ Discussion sur l'interprétation des modèles analogiques à l'aide de Benchmarks numériques … Sur simplifications ?

Tous les benchmarks numériques découlent du Modèle REFERENCE (Figure 95) qui est constitué de deux phases qui suivent deux lois de comportement différentes. En bleu, une phase élasto-plastique respectant une rhéologie de type Mohr Coulomb non associée qui possède comme le sable un angle de friction de 34° et un angle de dilatation de 0°. Comme les coefficients élastiques du sable ne sont pas mis à l'échelle, ils ont été choisis pour modéliser des roches (Poisson = 0.25, module de cisaillement G = $3x10^{10}$ Pa). En rose, une phase viscoélastique de type maxwell de viscosité $1.25x10^{20}$ équivalente à la viscosité de la silicone dans les modèles analogiques. Comme la silicone se comporte de manière visqueuse (et non viscoélastique) les coefficients élastiques de la phase rose sont élevés comparés à ceux des roches à la même profondeur sur terre pour assurer un temps de relaxation de Maxwell très faible et donc un comportement effectivement visqueux.

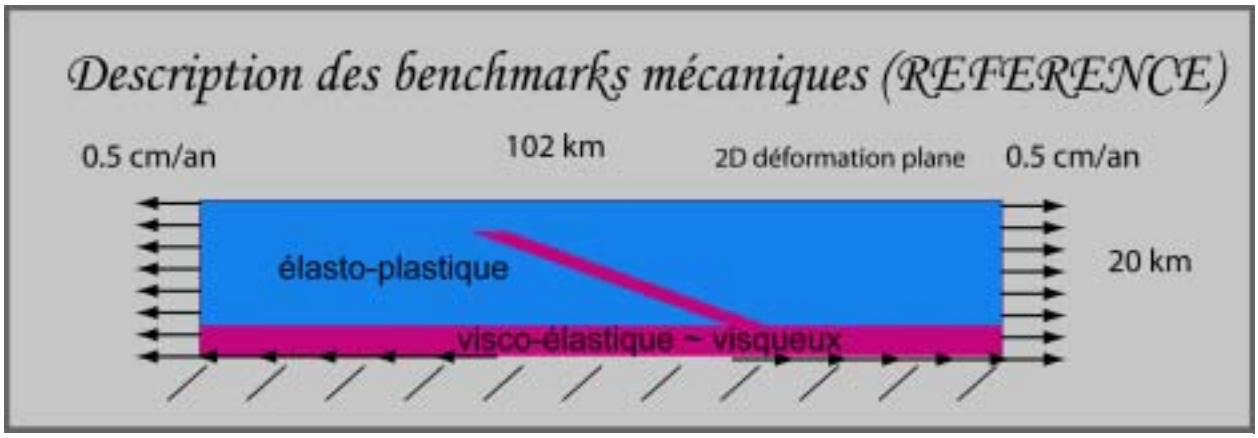


Figure 95

Les modèles utilisés pour faire les tests mécaniques découlent tous du modèle REFERENCE dessiné ici. Ce modèle est la réplique numérique 2D d'une coupe transversale au niveau de la nappe dans les modèles. Il est constitué de deux phases ; en bleu la phase élasto-plastic et en rose la phase viscoélastique à comportement effectif visqueux (fort coefficient élastique pour une rhéologie de type maxwell). Les conditions aux limites reproduisent la discontinuité de vitesse basale autant que l'approche lagrangienne le permette (sans pour autant remailler à chaque pas).

La densité des deux phases a été fixée à 2700 kg/m^3 assumant par là que la différence de densité entre la silicone et le sable dans les expériences analogiques est négligeable aux échelles de temps des déformations considérées (2 à 4 heures).

Tous les modèles ont des dimensions de 102km en largeur. L'épaisseur de la zone élasto-plastique est constante d'une valeur de 16 km, par contre l'épaisseur de la couche visqueuse basale varie de 4km à 8 km.

L'extension appliquée aux limites est toujours de 5 mm/an sur chaque bord (soit 1 cm/an au total) mais les conditions aux limites à la base du modèle peuvent varier.

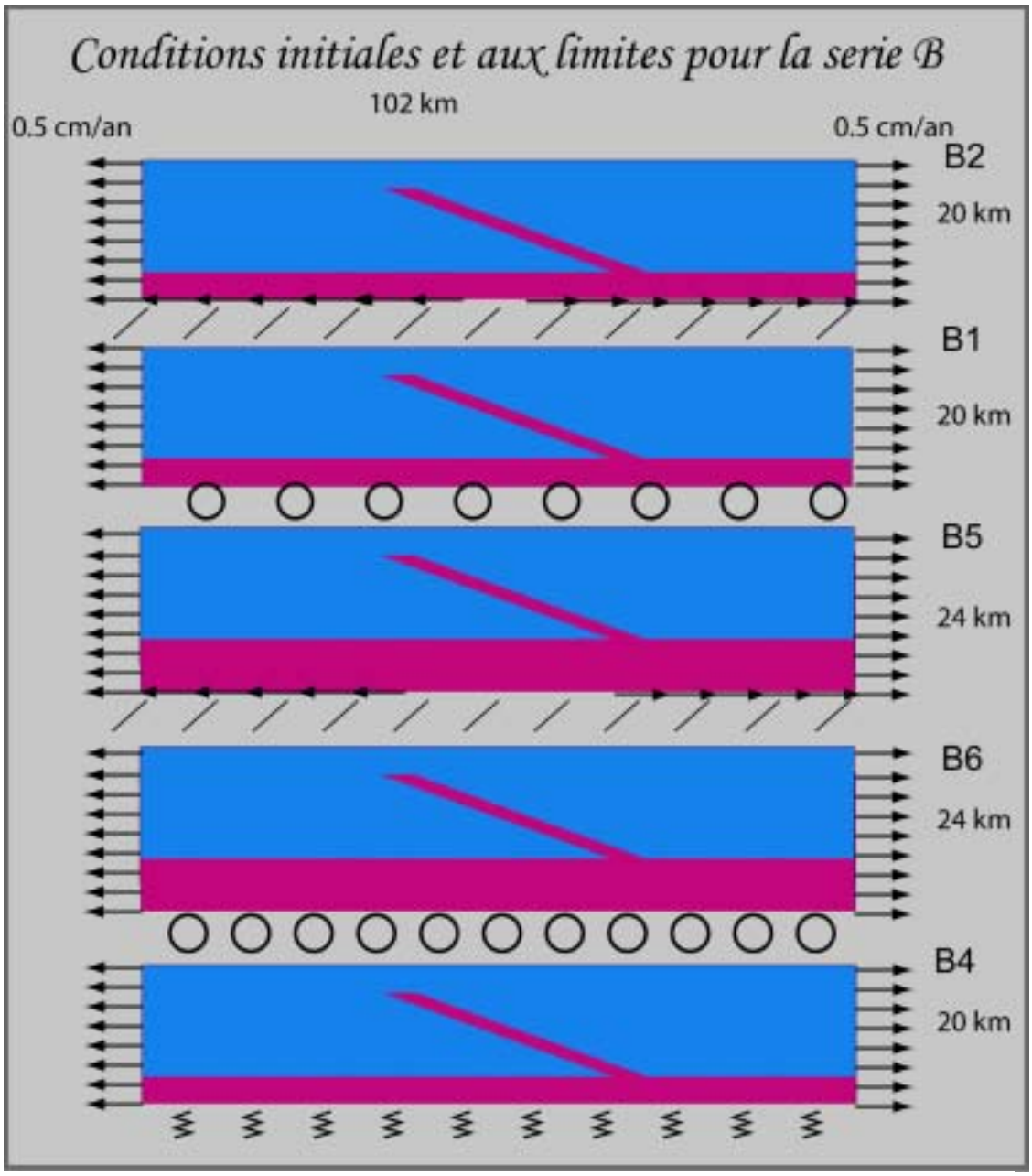


Figure 96

Les conditions aux limites pour les modèles de la série B diffèrent de REFERENCE seulement par rapport à la condition imposée à la base. Certains modèles diffèrent aussi géométriquement (B5, B6). Ils possèdent en effet 4 km de plus de phase visqueuse (rose) à leurs bases. Les petits cercles indiquent une condition de glissement libre, les ressorts, un substrat visqueux infini.

Plusieurs « Séries » de calculs ont été réalisées dans le but de tester :

- L'influence d'une sur/sous – estimation (Test1/Test2) du module élastique du sable par rapport à celui des roches en utilisant les conditions aux limites du modèle REFERENCE (série A).
- L'influence des conditions aux limites basales sur la déformation (Figure 96 ; série B).
- L'influence de la déformation hors plan sur les failles observées le long de coupes dans la direction d'extension (série C)

- L'influence de paramètres secondaire tels que l'érosion ou la capacité de la nappe à rompre plastiquement (série D)

a) REFERENCE (Figure 97 au centre et Figure 98 en haut):

Quatre failles se forment durant les stades précoces de la déformation (avant 500 ka; Figure 97) et restent actives jusqu'à la fin. La déformation cumulée indique que le pendage des bandes de cisaillement diminue de 60° à 30/40°. Très peu de contraintes s'accumulent à l'aplomb de la zone de faille.
La nappe s'amincie au niveau de la zone située entre les deux discontinuités de vitesse.
Il est probable que les zones d'accumulation et de non accumulation de contraintes situées sous la nappe soient des artéfacts correspondant à deux cas :
- la direction de la déformation imposée à la base est dans le sens du déplacement autour de la nappe alors peu ou pas de contraintes déviatoriques sont accumulées (lobe bleu à gauche ; Figure 98)
- la direction imposée à la base est contraire à la direction de glissement sur la nappe alors, une suraccumulation de contraintes se produit (lobe rouge à droite ; Figure 98).

b) SERIE A :

Paramètre : coefficient élastique de la phase élasto-plastique

La faible largeur de la zone de faille observée au scanner suggère, à la vue des résultats numériques, que l'utilisation du sable même remis à l'échelle, sous estime les coefficients élastiques de la croûte.

Cependant, la topographie des modèles numériques montrent que plus les coefficients élastiques sont importants plus l'amplitude du rejet topographiques augmente (Figure 97). Or, les rejets topographiques observés dans les modèles analogiques sont toujours plus importants que ceux calculés numériquement, ce qui suggère cette fois-ci que les coefficients élastiques seraient surestimés dans les modèles analogiques.
L'opposition entre ces deux observations peut avoir plusieurs explications :
La première provient de la technique d'acquisition. Le scanner permet de visualiser les bandes de cisaillement en mesurant leur dilatance alors que les résultats numériques indiquent la quantité de déformation cisaillante. Or, pour un sable non consolidé, ou sous consolidé, la dilatation peut être précédé d'une phase de compaction très faible qui ne serait quasiment pas détectable au scanner. Elle se marquerait par des zones claires que les expérimentateurs ne remarqueraient sans doute pas.

Après une étude détaillée des benchmarks, il apparaît dans notre étude que toute la déformation plastique cumulée dont l'intensité de cisaillement ne dépasse pas 0.1/0.15 en numérique n'apparaît jamais au scanner même si les résultats ont l'air très similaire par ailleurs.
La seconde explication peut provenir d'une mauvaise calibration d'autres paramètres élasto-plastiques du sable utilisé lors des expériences et qui n'ont pas été testé dans cette série de calculs :
- l'angle de friction sous estimé dans les modèles numériques
- angle de dilatation non communiqué et fixé par défaut à 0 en numérique
- le coefficient de Poisson

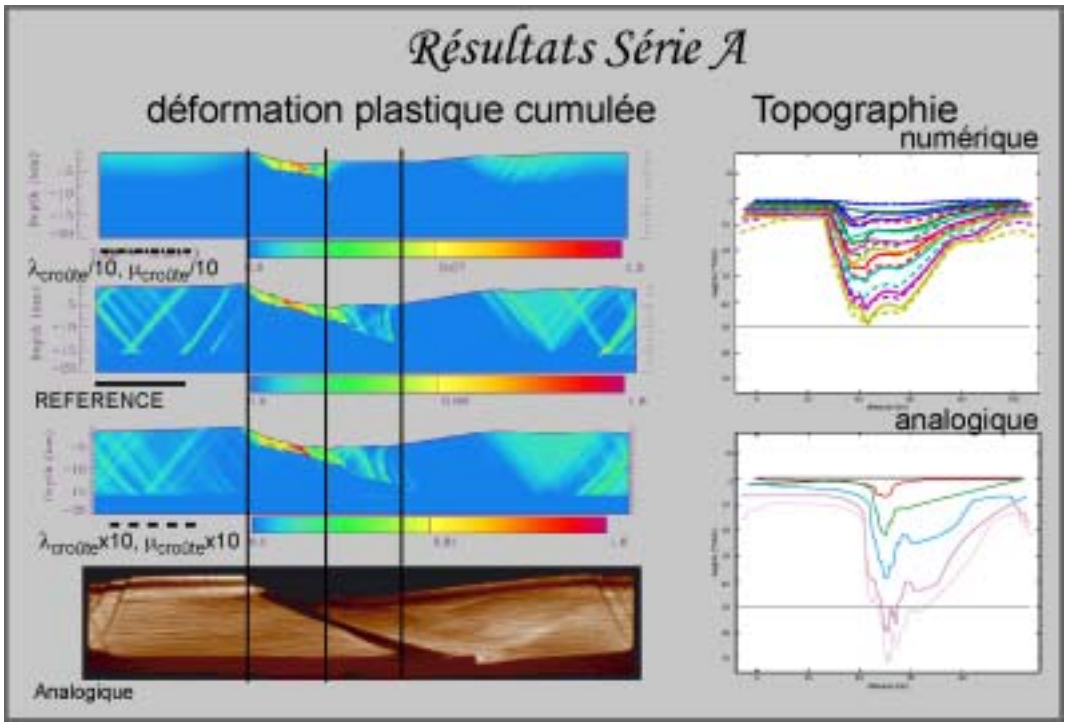


Figure 97

La largeur de la zone de faille et le rejet topographique du graben augmentent avec la valeur des modules élastique de la phase élasto-plastique. La largeur de la zone de faille analogique correspond à un module élastique faible mais la topographie semble mieux refléter un module élastique fort ?? Ces résultats contradictoires mettent en évidence le problème de scaling des paramètres élastiques

Une dernière explication pourrait être simplement liée au fait que la rhéologie de Mohr-Coulomb et la mécanique des milieux continus dans son ensemble ne conviennent pas à la description exacte du comportement des matériaux granulaires secs [Claudin, 1999] même si elle peuvent en reproduire la plupart des comportements.

Pour pouvoir trancher, il faudrait conduire des benchmarks beaucoup plus simples qui ne sont pas dans le cadre de l'étude du golfe de Corinthe.

On pourra simplement retenir de cette série de test que :

Le sable surestime la rigidité élastique des roches de la croûte supérieure pour un taux d'extension de 2 cm/heure

Cette surestimation n'est pas la cause des différences majeures observées entre l'approche thermomécanique et l'approche numérique

Il est très probable que l'acquisition au scanner induisent une sous estimation de la largeur de la zone de faille car elle ne permet pas de discerner les bandes de cisaillement non dilatantes.

c) SERIE B :

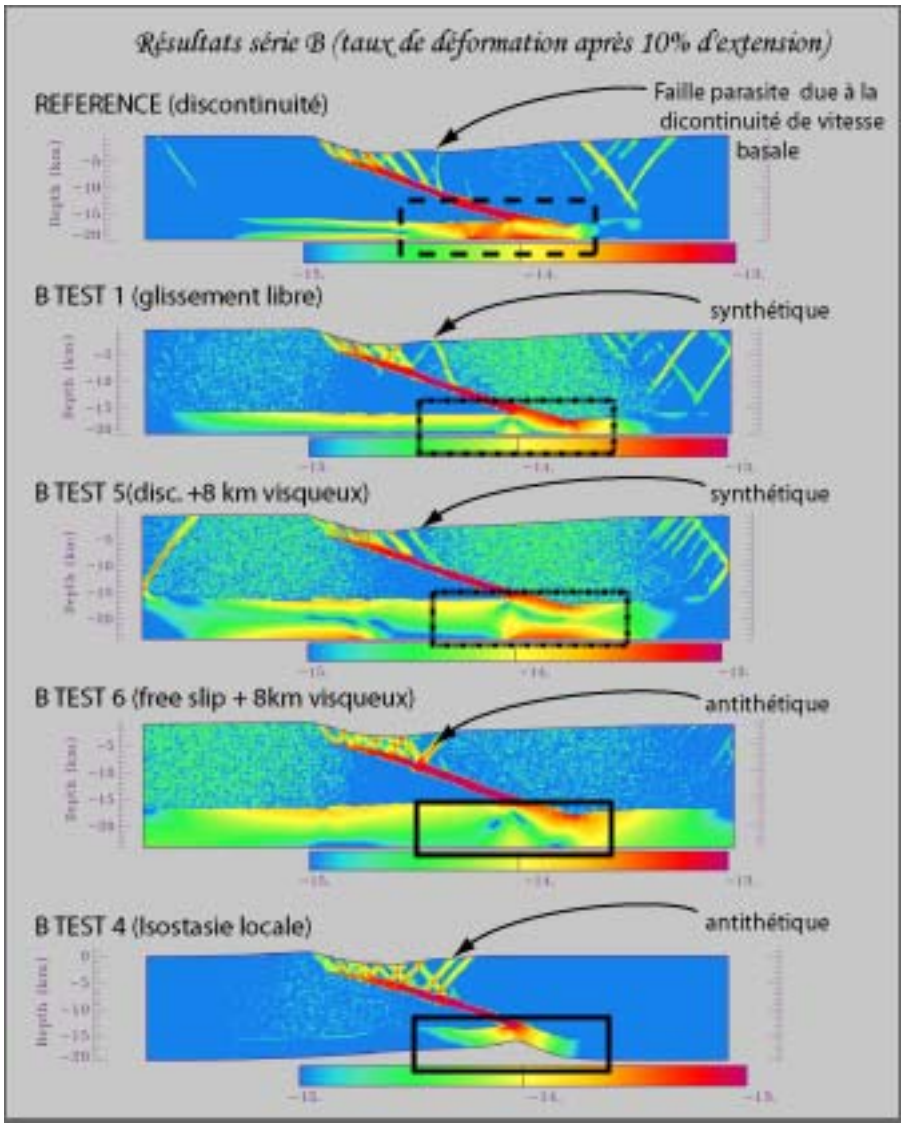


Figure 98

1. *Résultats de la série B, taux de déformation (échelle logarithmique)*
2. *Test 1 : couche visqueuse de 4km à la base, libre de glisser horizontalement, vitesse verticale nulle*
3. *Test 5 : couche visqueuse de 8km à la base, discontinuité de vitesse horizontale, vitesse verticale nulle*
4. *Test 6 : couche visqueuse de 8km à la base, libre de glisser horizontalement, vitesse verticale nulle*

Tous les modèles de la série B sont représentés ici (Figure 98) de manière à ce que les conditions aux limites à la base soient de plus en plus libres de haut (REFERENCE) en bas (cas isostatique). Les modèles qui possèdent une discontinuité de vitesse à la base possèdent tous une pseudo faille synthétique anormale au front de la zone de déformation. Cette faille se forme sous l'effet d'une bande de cisaillement ductile parasite qui se forme à la base des modèles et qui correspond à l'interaction de la discontinuité de vitesse liée à la nappe et de celle imposée par les conditions aux limites. Cette interaction parasite empêche aussi les failles antithétiques de se développer.

Le fait que la vitesse verticale soit nulle à la base de tous les modèles sauf dans le cas isostatique, empêche toute forme de flexure de se développer dans le *foot wall* de la nappe et crée un surplus de flexure dans le *hanging wall* qui glisse passivement sur la silicone sans se rompre. Dans les modèles où le *foot wall* peut se déformer, le pendage de la nappe diminue, le *hanging wall* ne peut plus migrer passivement et la zone d'extension active doit migrer en formant de nouvelles failles. Les calculs ont montré que pour une couche de silicone deux fois plus épaisse à la base du modèle, cet effet se ressent déjà.

Les conditions de glissement libre selon x ou/et l'épaississement de la couche ductile basale favorisent l'élargissement et la migration de la zone de rift. On retrouve alors le vieux problème de l'interprétation mécanique ; est-ce :

- La mise en place de conditions aux limites plus réalistes qui en faisant diminuer les effets de bords et permet au rift formé au sommet de la nappe d'accumuler une plus grande partie de la déformation appliquée aux limites ?
- La disparition des rétroactions négatives qui défavorisaient l'élargissement du rift, qui font diminuer les effets de bord latéraux ?

La question reste ouverte.

En conclusion de cette série de test, on notera que les conditions aux limites très fortes appliquées à la base de nos modèles analogiques empêchent la migration par bond et la formation de nouveaux grabens de la zone de faille que l'on observait dans les modèles thermomécanique mais favorise fortement l'élargissement d'un graben unique.

d) SERIE C :

Trois calculs bidimensionnels (CT1-3) ont été réalisés en complément de REFERENCE dans le but de :

- Vérifier si l'assomption 2D *plane strain* posée pour réaliser les modèles thermomécaniques de [Le Pourhiet et al., 2004a] est valide.
- Comprendre les interactions 3D le long de la nappe et au niveau de la discontinuité crée par l'extrémité de la nappe.

Ces calculs permettent aussi de constater l'influence de la discontinuité de vitesse basale sur la topographie selon son emplacement relatif à la nappe faible.

Les variations de géométrie du graben le long de la nappe sont assez limitées (Figure 99). La largeur et la profondeur du graben sont approximativement constantes. La seule différence se marque dans la géométrie du *hanging wall* de la nappe.
Sur le profil AA' le *hanging wall* se déforme uniquement par flexure en glissant sur la nappe. Le rejet sur la faille antithétique bordière n'augmente plus à partir de 6% d'extension. Sur le profile central (BB'), le graben est un peu plus large et un petit horst jouxte la dépression flexurale du *hanging wall*. Le profil CC' est assez similaire à celui obtenus en AA', le petit horst a disparu, mais la dépression flexurale est plus importante.

Les modèles numériques reproduisent assez bien dans l'ensemble les résultats obtenus analogiquement. Seul le petit horst n'apparaît pas sur les profils numériques. Il peut être la marque de :

- la propagation d'une des failles normales perpendiculaire à la nappe faible
- la discontinuité de vitesse basale
- la traversée d'un segment de failles sigmoïdales perpendiculaire à l'extension

Quoi qu'il en soit, ce petit horst est sans doute la seule structure réellement tridimensionnelle se formant au dessus de la nappe.

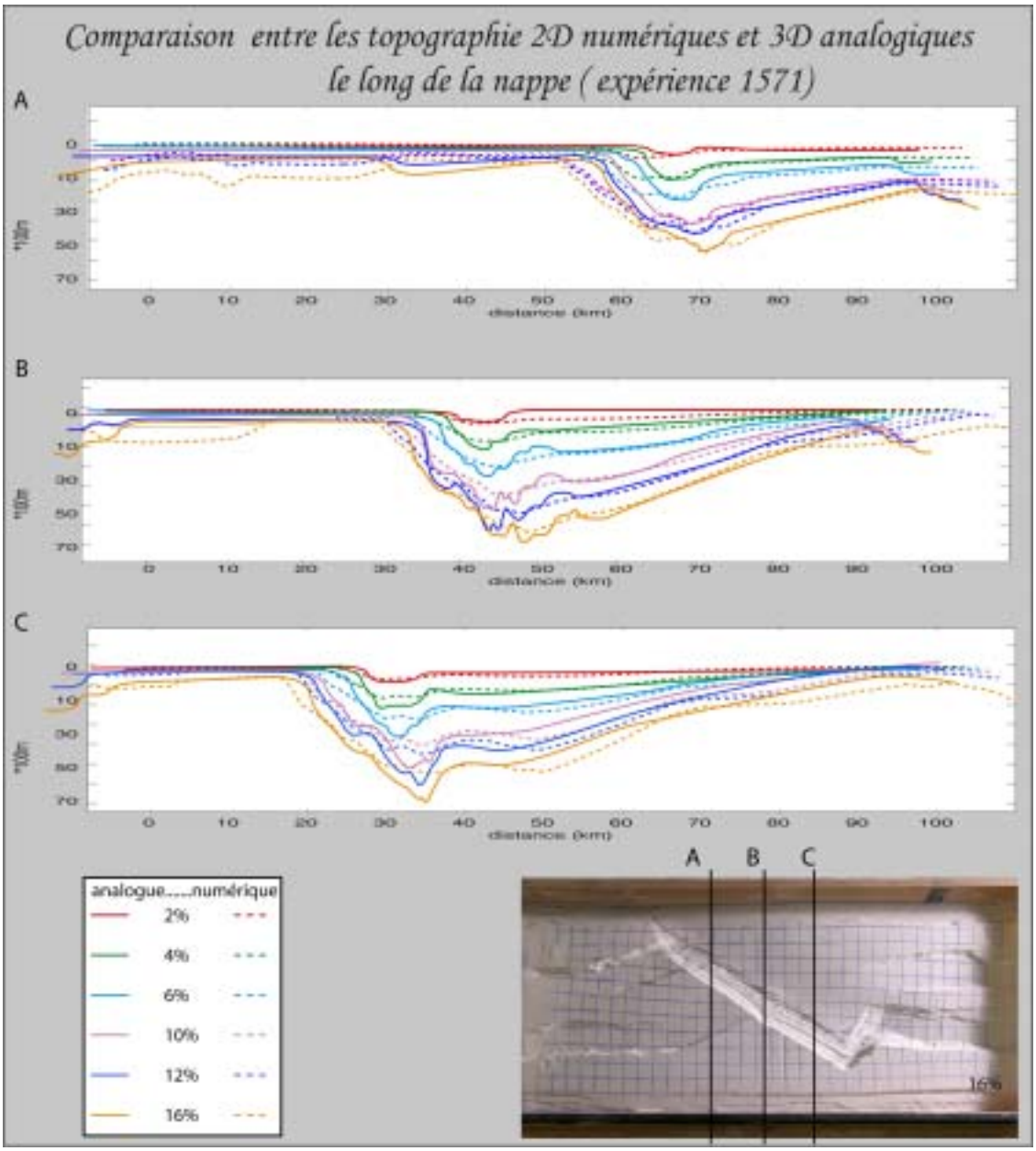


Figure 99

Les profiles topographiques varient relativement peu le long de la nappe et sont bien reproduits par leurs analogues numériques, mis à part sur le profile B où un petit horst se forme dans les expériences analogiques…

Lorsque la nappe faible n'est pas présente (profil D; Figure 100), la taille des grabens et leur espacement indiquent une assez bonne similitude entre le benchmark numérique et le modèle analogique. Cependant, il existe des différences marquées au niveau (1) de la quantité de déformation absorbée par chacun d'entre eux et (2) du timing de la déformation.

Dans le modèle analogique, un premier graben apparaît dès les stades précoces. Il se place dans l'alignement du graben formé au dessus de la nappe.

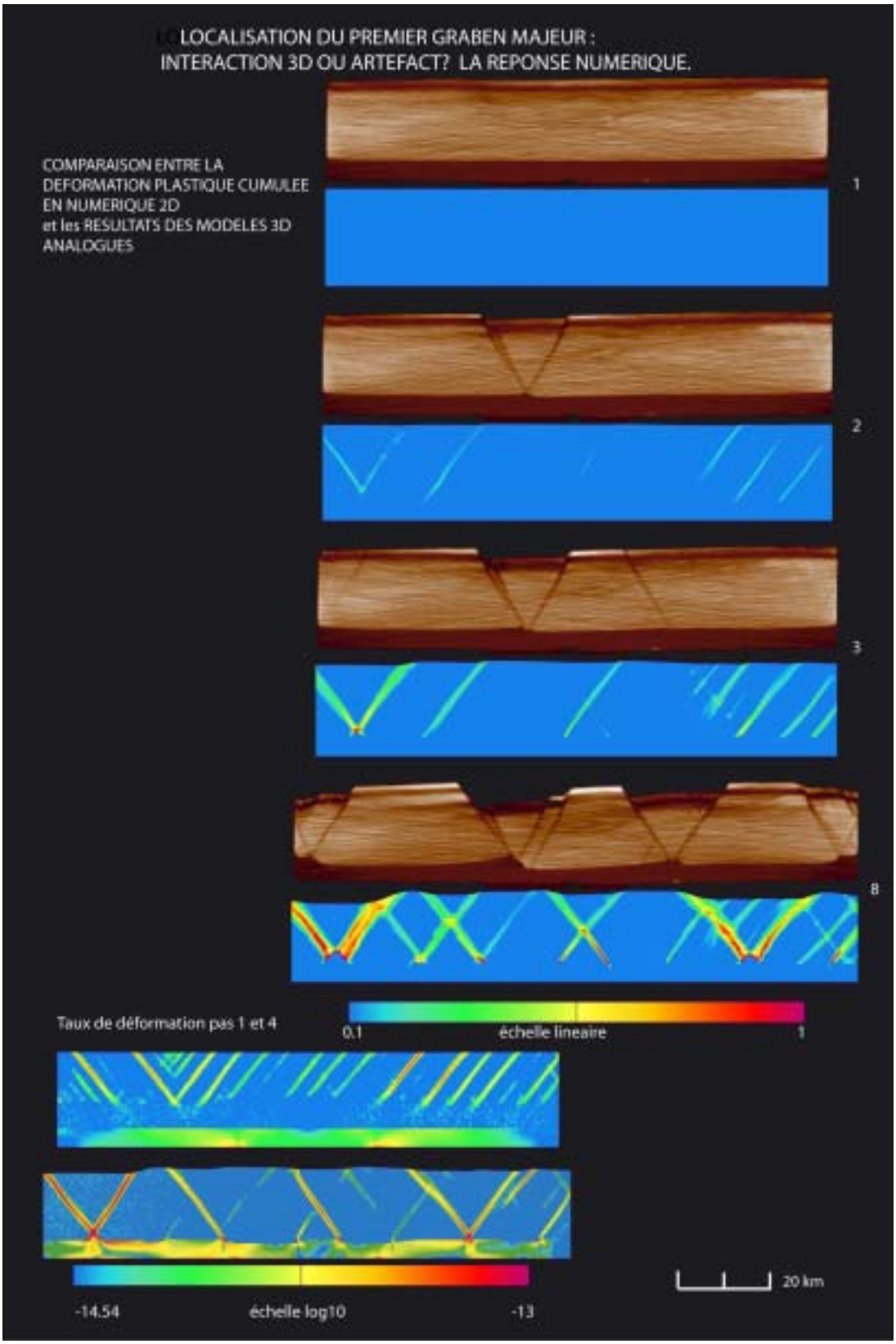


Figure 100

Lorsqu'il n'y a pas de nappe, le nombre de graben produit en numérique est similaire à celui des modèles analogiques mais leurs emplacements sont différents. La nappe crée une discontinuité de vitesse latérale favorisant l'extension sur les grabens centraux

Ce n'est que plus tardivement, au stade où la déformation commence à se localiser dans le modèle numérique que les autres grabens apparaissent (Figure 100-3).

Dans le modèle numérique, les grabens viennent se brancher de part et d'autres de la discontinuité de vitesse et principalement sur les bords du modèle. Puis, très rapidement les grabens bordiers deviennent prédominants. Dans le modèle analogique, alors qu'habituellement les effets de bords y sont plus marqués, ce sont les grabens centraux, situés au niveau de la nappe qui accumulent le plus de déformation.

Cette soudaine atténuation des effets de bords (la déformation se localise au centre et non sur les bords) dans le modèle analogique n'est pas un hasard. Elle est liée aux fait que la nappe localise la déformation au centre du modèle en créant une discontinuité de vitesse latérale.

Conclusion pour la Série C :

L'hypothèse du 2D pour modéliser l'influence d'une nappe faible sur la déformation du graben sus-jacent est justifiable car :

- Les failles néoformées (toutes sauf la première) se forment en échelon par rapport à la direction de la nappe.
- La largeur du graben modélisé en 2D est similaire à celle du graben 3D selon la direction d'extension aux limites

La seule structure que nous n'avons pas pu reproduire est de petite échelle.

Cependant, la présence de la nappe induit des effets 3D non négligeables à l'échelle régionale :

- Une rotation de la direction des contraintes principales
- Une discontinuité de vitesse latérale qui permet de localiser préférentiellement les grabens latéraux dans l'axe de la nappe.

Cela qui signifie qu'il n'est pas raisonnable de réaliser des modèles 2D sériés pour comprendre en détails les changements de style structural observés d'Est en Ouest dans le golfe de Corinthe.

e) SERIE D :

Dans les modèles thermomécaniques, l'espacement des failles était contrôlé en partie par le durcissement de la nappe durant le fonctionnement des failles normales. Pour vérifier si la simplification de la rhéologie de la nappe peut être le facteur annihilant de la migration des bassins, un calcul a été mené avec une rhéologie visco-élasto-plastique pour la nappe.
Ce calcul montre qu'en terme de contrainte déviatorique, cette sur-simplification n'affecte pas les résultats. Le fait que la nappe puisse se rompre :

- réduit la largeur de la zone de faille en supprimant la formation de failles parasites
- augmente la sensibilité du modèle à la discontinuité de vitesse basale annihilant complètement la migration des bassins.

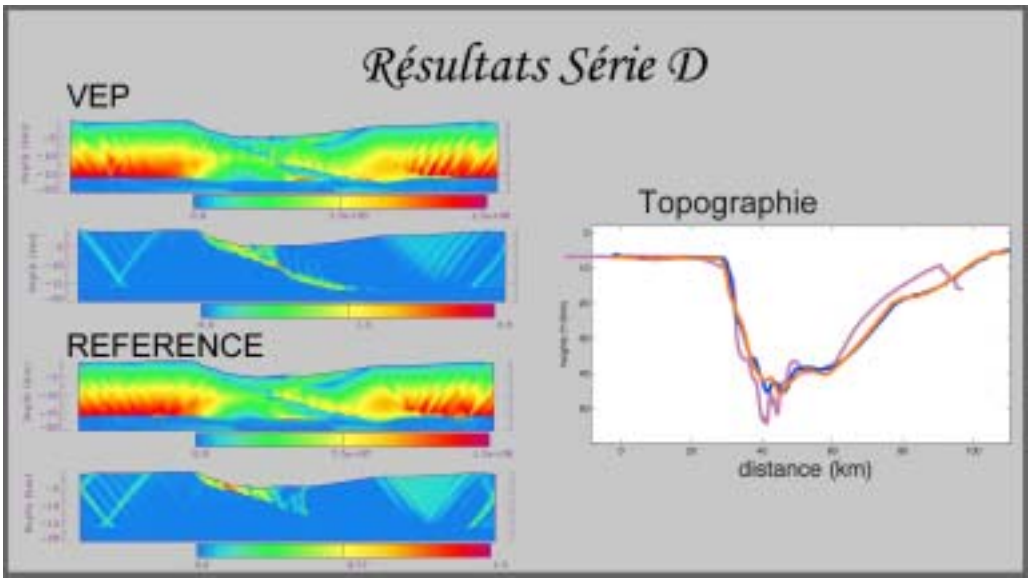


Figure 101
L'utilisation d'une rhéologie Visco-Elasto-Plastique pour la nappe ne change pas crucialement la topographie et les résultats. En laissant la nappe se casser au niveau de la discontinuité de vitesse, cette rhéologie amplifie même les effets de bords et limite d'autant plus les possibilités de faire migrer la déformation.

5 _ Conclusion des benchmarks

Les benchmarks entre modèles analogiques et numériques ont principalement montré que certains effets de bords dans les modèles analogiques ne sont pas facilement discernables de véritables résultats :

→ La discontinuité de vitesse à la base des modèles interfère avec celle créée par la présence de la nappe et cause la formation de failles parasites qui aplanie la topographie du *hanging wall* de la nappe
→ La condition de vitesse verticale nulle à la base et la faible épaisseur de la couche de silicone ne permet pas au *foot wall* de la nappe de la nappe de se soulever flexuralement et annihile la migration du bassins

Par contre, ces benchmarks ont aussi mis en évidence que la surestimation des coefficients élastiques dans les modèles analogiques ne change pas significativement les résultats à l'échelle de cette étude et que le fait de négliger la possibilité de la nappe de se rompre plastiquement affecte peu les résultats.

SI LA MODELISATION ANALOGIQUE est une technique très limitée en terme de :

- Choix de conditions aux limites
- Compréhension des processus mis en jeu (seule la déformation finie au cours du temps et la topographie sont disponibles)

Cette méthode permet de VALIDER ou d'invalider l'hypothèse de DEFORMATION PLANE nécessaire à la réalisation de modèles numériques thermomécaniques possédant une résolution suffisante pour produire des résultats réalistes.

D’autre part, l’utilisation de BENCHMARKS numérique des expériences analogiques pourrait permettre à l’avenir de :

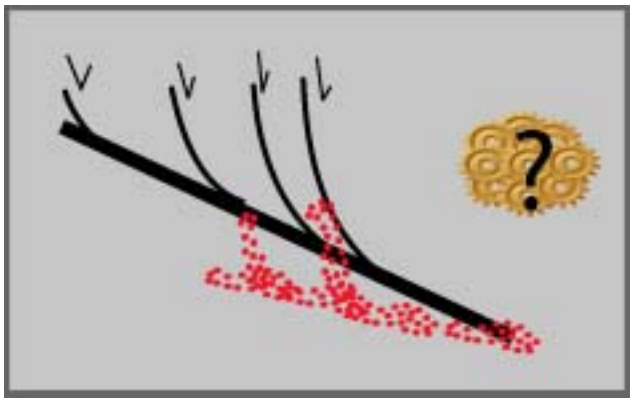
CALIBRER les coefficients élastiques qui ne sont jamais paramétré dans les expériences sable/silicone

TESTER et METTRE EN PLACE à faible coût des conditions aux limites pour les modèles analogiques en utilisant au maximum les calibrations numériques (moins chères).

CHAPITRE V Conclusions quant à la formation du golfe de Corinthe

Pour expliquer la formation du golfe de Corinthe, le modèle proposé par [Sorel, 2000] consiste en une série de failles listriques formées en séquence et s'enracinant à faible profondeur [Flotté, 2002] sur un détachement plat.
Si ce modèle permettait d'expliquer les occurrences de dépôt en *roll-over* observées dans certains des deltas alluvio-marins du golfe, les niveaux de décollement calculés géométriquement dans la thèse de [Flotté, 2002] se trouvaient :

- à des profondeurs variables s'approfondissant vers le bassin actuel
- à des profondeurs beaucoup plus faibles que celles des essaims de micro-sismicité relocalisés entre Pirgaki et Helike



De plus, en imaginant un simple niveau de décollement s'approfondissant vers le nord, Il était difficile d'expliquer pourquoi l'espacement des failles diminuait au fur et à mesure de l'approfondissement du niveau de décollement.

Figure 102

Paradoxe de l'espacement des failles qui se réduit alors que la profondeur du décollement augmente

Durant cette thèse des travaux ont été menés à toutes les échelles d'espace pour comprendre comment, et pourquoi, le golfe de Corinthe s'est formé. C'est-à-dire comprendre la localisation spatiale de ce rift, les différences structurales est-ouest et la cinématique des failles dans la partie ouest du golfe.

La première étude concernant le golfe de Corinthe a été menée à l'échelle lithosphérique [Le Pourhiet, 2003a]. La résolution des calculs était trop faible pour permettre de valider les résultats obtenus, à l'aide des données acquises dans le golfe.
Cette étude a néanmoins montré que si la déformation se localisait dans la croûte au niveau du golfe, le fort gradient thermique créé par le *slab* hellénique à la base de la croûte adoucirait thermiquement les bandes de cisaillement pendant vers le nord et pourrait provoquer l'asymétrie de l'extension dans la partie ouest du golfe à l'échelle de la croûte toute entière.
Dans ce modèle, la présence de variations d'épaisseurs crustales héritées, mises en évidence par inversion gravimétrique, a été prise en compte. Les parties épaissies, gravitairement instables, permettent de localiser la déformation au niveau du golfe de Corinthe. Cependant, quelques détails ont mené à questionner l'existence même de ces variations de second ordre.

D'une part, les flux de chaleur enregistrés en surface de nos modèles sont très importants et cela ne correspond pas aux quelques données disponibles dans le golfe de Corinthe.
D'autre part, ces structures qui correspondent à des directions tectoniques héritées du Miocène dans la région disparaissent pratiquement après seulement un million d'années d'extension. Nous avons alors pensé que la base de la croûte est peut être de nature plus basique et que l'utilisation d'une lithologie de diabase eût été plus approprié. Mais dans ce cas, le contraste de densité au niveau du Moho devant

être considéré à la baisse, il aurait fallu considérer une amplitude de variations d'épaisseur deux fois plus importante, soit 20 km ! Sans commentaire …
Enfin, dans la plupart des cas, il est apparu que les parties « amincies » de la croûte correspondaient à la présence à l'affleurement de roches métamorphiques de haut grade exhumées le long de zones mylonitiques à faible pendage fourbies de mica et autres phyllosilicates peu résistants.

Nous avons donc délaissé l'hypothèse du rôle majeur joué par les variations d'épaisseur crustale pour nous intéresser à l'influence de ces zones mylonitiques sur la néotectonique de l'arc Egéen et principalement sur le golfe de Corinthe.

Pour avoir un contrôle plus important sur nos modèles, l'échelle des simulations a alors été réduite à celle de la croûte supérieure pour introduire le concept du « *dipping pie* ».

L'idée de base consiste simplement à considérer que les couches lithologiques constituant la croûte supérieure ne sont pas horizontales, surtout dans les zones ayant subi de fortes déformations tectoniques. Or, selon leur lithologie, ces couches sont plus ou moins réfractaires et vont donc avoir, pour un gradient thermique homogène, des propriétés mécaniques différentes menant à des variations latérales de la profondeur de la transition cassant ductile. Ces variations si elles sont importantes résultent en une diminution localisée de la résistance de la croûte et vont permettre de localiser la déformation.

Au sud du golfe de Corinthe, la nappe des Phyllades, une unité tectono-métamorphique très déformée placée sous les unités du Pinde et du Gavroro qui a été exhumée durant l'extension syn-orogénique Miocène, apparaît comme une hétérogénéité lithologique majeure. Cette unité n'est pas présente à l'est du golfe où le socle correspond aux zones internes de la chaîne des Hellénides.

A l'aide de modèles thermomécaniques prenant en compte la présence de cette hétérogénéité à faible pendage dans le socle pré-rift de l'ouest du golfe de Corinthe, il a été possible d'expliquer :

- la cinématique des failles à l'ouest du golfe (notamment les failles hors séquence)
- la réduction de l'espacement entre les failles vers le nord alors qu'elle s'enracine sur un détachement pendant lui-même dans cette direction
- le contraste entre les données sismologiques indiquant des failles planes s'enracinant à 8-10km de profondeur alors que la sédimentologie indique des failles listriques s'enracinant sur un niveau plat à 3 -5 km

…dans l'ouest du golfe de Corinthe.

Les modèles thermomécaniques indiquent en effet que pour un fort contraste de compétence, deux niveaux de décollement possibles sont activés. Le premier au niveau de la nappe sur laquelle des failles de surface peuvent s'enraciner à plat et causer la formation de variations de pendage de type roll-over dans les dépôt syn-rift. Le second au niveau de la transition cassant ductile de l'encaissant qui correspond au niveau ou se concentre les essaims de séismes. A cette profondeur, compte tenu de

la présence de la nappe qui se déforme en cisaillement simple, l'orientation principale du tenseur des contraintes n'a plus aucune raison de contenir l'axe vertical. Il est alors facile d'expliquer les plans nodaux à faible pendage observés au niveau de la transition cassant ductile.

Une autre des questions, relatives au golfe de Corinthe, était d'expliquer les variations structurales importantes le long d'un profile ouest-est.

Si dans l'ouest, le golfe est très asymétrique, dans l'est, sa structure s'organise autour de grabens symétriques tandis que la cote nord du golfe est découpée latéralement par de petits grabens perpendiculaires à l'axe d'allongement général.
Seule la modélisation analogique pouvait permettre d'obtenir une compréhension tridimensionnelle de la structure du golfe de Corinthe.

Nous avons donc retranscrit nos modèles numériques bidimensionnels en un équivalent rhéologiquement simplifié fait de sable et de silicone.

Les modèles analogiques ont tout d'abord montrés que l'approximation de déformation plane utilisée dans les modèles thermomécaniques était valable car la nappe impose un très fort contrôle sur les structures
Mécaniquement, ils ont permis de mettre en évidence qu'au delà du contrôle vertical imposé par la nappe sur la résistance de la croûte, un contrôle latéral du champs de contraintes existe aussi. Le niveau de faiblesse créé par la nappe faible impose régionalement une rotation des axes principaux des contraintes. Ce phénomène peut s'expliquer de deux façons :

- la nappe découple complètement le *foot wall* et le *hanging wall* du modèle et crée localement une sorte d' « effet de bord » sur lequel les structures viennent se brancher perpendiculairement
- la nappe crée dans le modèle une zone verticale à l'intérieure de laquelle les contraintes déviatoriques sont d'au moins un ordre de grandeur inférieur au reste du modèle. Cette zone agit comme une surface libre verticale et force un des axes principaux des contraintes à s'orienter perpendiculairement.

La seconde hypothèse est validée par les benchmarks mécaniques.

Géologiquement, la cinématique des failles sur la nappe de silicone est franchement différente de celle des failles de l'ouest du golfe de Corinthe. Par contre, le contraste de cinématique entre la partie des modèles contenant la nappe et celle ne la contenant pas latéralement est très similaire à celui existant entre le style tectonique au niveau de l'isthme et celui observé au niveau d'Aigion.
De plus, la rotation de l'axe des contraintes mise en évidence dans ces modèles 3D est tout à fait compatible avec l'orientation des failles normales placée à l'arrière de la nappe des Phyllades et avec celles des petits grabens qui découpent la côte nord du golfe.

Il a alors été possible de montrer que :

- L'absence de la nappe de Phyllades au niveau de l'isthme de Corinthe permet d'expliquer le contraste de styles tectoniques entre l'est où de grands grabens bordés de failles planes

localisent la déformation et l'ouest où la déformation est asymétrique répartie sur de multiples demi-grabens.

- La nappe localise la déformation dans l'ouest du golfe et entraîne un gradient de vitesse latéral suffisant pour localiser rapidement la déformation à l'est là où elle n'est pas présente.
- La non colinéarité de la pente de la nappe et de la direction d'allongement régionale pouvait expliquer :
    - La structure en échelon de la partie ouest du golfe.
    - La néoformation de grabens N30 dans le *foot wall* comme dans le *hanging wall* de la nappe.

Les modèles thermomécaniques comme les modèles analogiques indiquent que la présence d'une nappe orientée N120° dans le substrat de l'ouest du golfe de Corinthe permet d'expliquer la géométrie et la cinématique des failles du golfe de Corinthe …

… à condition que le contraste rhéologique préexistant entre la nappe faible et le reste des nappes soit très important.

Si cela n'était pas le cas, la présence avérée de la nappe dans le socle aurait favorisé pour les taux d'extension actuel la formation d'un *rolling hinge* flexural et toute la déformation se serait localisée au niveau d'une faille majeure ce qui n'est pas le cas.

Des conclusions générales peuvent être tirées de l'étude du rift très particulier qu'est celui de Corinthe.

D'une part, quand il existe dans la croûte supérieure des contrastes rhéologiques latéraux très importants, ces contrastes, s'ils possèdent un pendage, réduisent considérablement la résistance globale de la croûte supérieure, et ce, de manière très localisée.

D'autre part, ces contrastes planaires, placés dans un contexte néotectonique, vont introduire une rotation des axes principaux des contraintes et produire dans un rayon assez limité des structures aux orientations a priori non compatibles avec le champ de contraintes régional.

Cette dernière remarque est importante en terme d'analyse micro-tectonique ou sismo-tectonique. Les structures formées avec un azimuth N30 perpendiculairement à la nappe faible sont néotectoniques, tout à fait synchrones de l'extension N00 et ne correspondent à aucune direction héritée propre.

L'étude paramétrique a aussi montré que ce contraste pouvait se réduire d'un facteur 10 si :

- Les processus d'érosion-sédimentation devenaient importants
- L'extension était orientée préférentiellement vers le nord.

Ces deux conditions sont sûrement remplies si l'on s'attache d'une part aux grands deltas marins et alluviaux de la vallée de la Vouraïkos ou à ceux qui se déposent actuellement à fleur d'eau dans le golfe lui-même ; et d'autre part aux résultats des modèles réalisés à l'échelle lithosphérique qui avait

montré que la géométrie du slab hellénique imagée par tomographie sismique favorisait cette direction.

Conclusions et perspectives :

Le signal gravimétrique N120° pourrait correspondre à d'anciens *metamorphic core complexes* (*MCC*) plutôt qu'à des épaississements crustaux qui serait trop instables mécaniquement pour persister jusqu'à l'épisode néotectonique correspondant à la formation du golfe de Corinthe.

Dans cette hypothèse, le facteur localisant la déformation à l'échelle crustale devient la zone mylonitique héritée de l'exhumation des *MCC*. Il est alors possible de justifier la position de la plupart des grabens actifs ou jeunes de la zone Egéenne que ce soit en Grèce (Evvia, Corinthe, et dans le sud du Péloponnèse) ou dans le sud ouest de l'Anatolie.

La nappe des Phyllades, par sa lithologie pélitique, constituait déjà au Miocène un niveau faible sur lequel s'est localisé l'exhumation de tout les *MCC* du Péloponnèse. Durant ce stade de déformation, elle a subi une forte déformation et des transformations métamorphiques importantes menant à l'établissement d'une anisotropie structurale et à un enrichissement important en phyllosilicates qui l'ont rendue mécaniquement extrêmement faible.

Plus récemment, l'extrusion de l'Anatolie le long de la Faille Nord Anatolienne a provoqué un changement de conditions cinématiques dans tout le domaine égéen qui résulte dans l'ouverture de bassins réutilisant les directions d'extension syn- et post-orogéniques.
Dans la région du golfe de Corinthe, la nappe des Phyllades constitue une zone de faiblesse majeure et contrôle la localisation de la déformation ainsi que la cinématique des failles.

Il reste à expliquer le gradient de vitesse d'ouverture est-ouest mis en évidence par les données GPS.
Plusieurs hypothèses sont possibles …

- Artéfact du GPS car il y a plus de déformation asismique à l'ouest qu'à l'est
- Effet gravitaire lié aux variations d'épaisseur crustale depuis la chaîne des Hellénides jusqu'au bassin de la mer Egée
- Forces constantes aux limites mais variations latérales de résistance dans la croûte liées à la présence de la nappe et aux variations d'épaisseur crustale

Aucun de nos modèles ne permet pour l'instant de trancher….

Bibliographie

Anderson, E.M., *The dynamics of faulting 2nd edition*, Edimburgh, 1951.

Armijo, R., B. Meyer, G.C.P. King, A. Rigo, and Papanastassiou, Quaternary evolution of the Corinth rift and its implications for the late Cenozoic evolution of the Aegean, *Geophys. J. Int., 126*, 11-53, 1996.

Arrow, K., L. Hurwicz, and H. Uzawa, *Studies in Nonlinear Programming*, Stanford University Press, Stanford, 1958.

Artyshkov, E.V., Stress in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities, *Journal Geophys. Res., 78*, 7675_7708, 1973.

Aubouin, J., M. Bonneau, P. Celet., J. Charvet, B. Clément, J.M. Degardin, J. Dercourt, J. Ferrière, J.J. Fleury, C. Guernet, H. Maillot, J. Mania, J.L. Mansy, J. Terry , F. Thiebault, P. Tsfolias, and J.J. Verriez, Contribution à la géologie des Hellènides: le Gavrovo, le Pinde et la zone ophiolitique subpélagonienne, *Annales Soc. Geol. du Nord, 90*, 277-306, 1970.

Axen, G.J., Pore pressure, stress Increase and fault Weakening in low angle normal faulting, *journal of Geophysical Res.*, 8979-8991, 1992.

Axen, G.J., and J.M. Bartley, Field tests of rolling hinges; existence, mechanical types, and implications for extensional tectonics, *Jour. Geophy. Res., 109*, 20515-20537, 1997.

Bathe, K.J., *Finite Element Procedures*, 1037pp pp., Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1995.

Bassi, G., Factors controlling the style of continental rifting; insight from numerical modelling, *Earth and Planetary Science Letters, 105*, 430-452, 1991.

Bassi, G., C.E. Keen, and P. Potter, Contrasting styles of rifting ; models and examples frome the eastern Canadian margin, *Tectonics, 12*, 639-655, 1993.

Billiris, H., D. Paradissis, G. Veis, P. England, W. Featherstone, B. Parsons, P. Cross, P. Rands, M. Rayson, P. Sellers, V. Ashkenazi, M. Davidson, J. Jackson, and N. Ambraseys, Geodetic determination of tectonique deformation in central Greece from 1900 to 1988, *Nature, 350*, 124-129, 1991.

Bonneau, M., and J.R. Kienast, Subduction,collision et sciste bleus, l'exemple de l'Egée (Grèce), *Bull. Soc. France, 24*, 785-791, 1982.

Bos, B., Faults, Fluids and Friction, Ph.D Thesis thesis, 157 pp., Universiteit Utrecht, Netherlands, 2001.

Bott, M.H.P., Modelling the loading stresses associated with active continental rift systems, *Tectonophysics, 215*, 99-115, 1992.

Bott, M.H.P., and N.J. Kusznir, the origin of tectonic stresses in the lithophere, *Tectonophysics, 105*, 1-13, 1984.

Brace, W.F., and D.L. Kohlstedt, Limits on Lithospheric Stress Imposed by Laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research, 85*, 6248-6252, 1980.

Branlund, J., K. Regenauer-Lieb, and D.A. Yuen, Fast ductile failure of passive margins from sediment loading, *Geophys. Res. Lett., 25*, 1989-1992, 2000.

Braun, J., J. Chéry, A. Poliakov, D. Mainprice, A. Vauchez, A. Tomassi, and M. Daignières, A simple parameterization of strain localization in the ductile regime due to grain size reduction: A
case study for olivine, *Jour. Geophys. Res., 104*, 25167-25181, 1999.

Braun, J., and C. Beaumont, A physical explanation of the relation between flank uplifts and the breakup unconformity at rifted continental margins, *Geology*, 760-765, 1989.

Braun, J., D. Zwarts, and J.H. Tomkin, A new surface-processes model combining glacial and fluvial erosion, *annals of glaciology, 28*, 282-290, 1999b.

Briole, P., A. Rigo, H. Lyon Caen, J. Ruegg, K. Papazissi, C. Mistakaki, A. Balodimou, G. Veis, D. Hatzfeld, and A. Deschamps, Active deformation, of the gulf of Korinthos, Greece: results from repeated GPS surveys between 1990 and 1995, *J.G.R., 105*, 25605-25625, 1999.

Buck, W.R., Modes of continental lithospheric extension, *Jour. Geophy. Res., 96*, 20161-20178, 1991.

Buck, W.R., Effect of lithospheric thickness on the formation of high- and low-angle normal faults, *Geology, 21*, 933-936, 1993.

Bullard, E.C., Gravity mesurements in East Africa, *Phil.Trans. R. Soc. London, 235*, 445-531, 1936.

Burov, E.B., and S. Cloethings, Erosion and rift dynamics: new thermomecanical aspects of post-rift evolution of extensional basins, *Earth and Planetory science letters, 150*, 7-26, 1997.

Burov, E.B., F. Houdry, M. Diament, and J. Deverchère, A broken plate beneath the North Baikal rift zone revealed by gravity modelling, *Geophys. Res. Letters,, 21*, 129-132, 1994.

Burov, E.B., and A.N.B. Poliakov, Erosion and rheology controls on syn- and post-rift evolution: verifying old and new ideas using a fully coupled numerical model, *journal of Geophysical Res., 106*, 16461-16481, 2001.

Burov, E.B., and L. Guillou-Frottier, The plume head – continental lithosphere interaction using a tectonically realistic formulation for the lithosphere., *submitted to Geophys. J. Int.*, 2004.

Burov, E.B., and M. Diament, the effective elastic thickness (Te) of continental lithosphere: what does it really mean? (constraints from memechanics, topography and gravity), *journal of Geophysical Res., 100*, 3905-3927, 1995.

Byerlee, J., Friction of rocks, in *Rock friction and earthquake prediction.*, vol. 116, *Pure and Applied Geophysics*, edited by Byerlee and D ; Wyss, pp. 615-626, Birkhaeuser Verlag, Basel, Switzerland, 1978.

Causse, C., I. Moretti, R. Eschard, L. Micarelli, B. Ghaleb, and N. Frank, Kinematics of the Corinth Gulf inferred from calcite dating and syntectonic sedimentary characteristics, *C. R. Geoscience, 336*, 281-290, 2004.

Celet, P., Contribution à l'étude géologique du Parnasse-Kionna et d'une partie des régions méridionales de la Grèce continentale, 446 pp., thèse de l'université de Lille, 1961.

Chen, Y., and J. Morgan, A non-linear rheology model for mid-ocean ridge axis topography, *Journal of Geophysical Research, 95*, 17583-17604, 1990.

Chéry, J., F. Lucazeau, M. Daignières, and J.P. Vilotte, Large uplift of rift flanks: A genetic link with lithospheric rigidity, *Earth and Planetory science letters, 112*, 195-211, 1992.

Claudin, P., *La physique des tas de sable*, 205 p. pp., EDP Sciences, Les Ulis, France, 1999.

Clément, C., Imagerie sismique crustale de la subduction Hellénique et du golfe de Corinthe, Universite Paris VII, Paris, 2000.

Coblentz, D.D., R.M. Richardson, and M. Sandiford, On the gravitationnal potential of earth's lithosphere, *Tectonics, 13*, 929-945, 1994.

Cocard, M., H. Khale, Y. Peter, A. Geiger, G. Veis, S. Felekis, D. Paradissis, and H. Billiris, New Constraints on the rapid motion of the aegean region: recent results infered from GPS mesurements (1993) across the West Hellenic Arc,Greece, *Earth and Planetory science letters, 172*, 39-47, 1999.

Collier, R.E.L., M.R. Leeder, P.J. Rowe, and T.C. Atkinson, Rates of tectonic uplift in the Corinth and Megara Basins, central Greece, *Tectonics, 11*, 1159-1167, 1992.

Cundall, P.A., Numerical experiments on localization in frictional materials, *Ing.-Arch., 59*, 148-159, 1989.

Cundall, P.A., and M. Board, A Microcomputer Program for Modeling Large- Strain Plasticity Problems, in *Numerical Methods in Geomechanics*, edited by B.A. A., pp. pp. 2101-2108., Innsbruck, 1988.

D'Acremont, E., S. Leroy, and E.B. Burov, Numerical modelling of a mantle plume: the plume head-lithosphere interaction in the formation of an oceanic large igneous province, *Earth and Planetary Science Letters, 206*, 379-396, 2003.

Demets, C., R.G. Gordon, D.F. Argus, and S. Stein, Current plate motions, *Geophys. J. Int., 101*, 425-478, 1990.

De Martini, P.M., D. Pantosti, N. Palyvos, F. Lemeille, L. McNeil, and R. Collier, Slip rates of the Aigion and Eliki faults from uplifted marine terraces, Corinth Gulf greece, in *EGS*, nice, 2002.

Duermeijer, C.E., M. Nyst, P.T. Meijer, C.G. Langereis, and W. Spakman, Neogene evolution of the Aegean arc : paleomagnetic and geodetic evidence for a rapid and young rotation phase, *Earth & Planet. Sc. Let., 176*, 509-525, 2000.

Ebinger, C.J., T.D. Betchel, D.W. Forsyth, and C.O. Bowin, Effective elastic plate thickness beneah the East African and Afar Plateaux: compensation of the uplift, *J. Geophys. Res., 94*, 2883-2901, 1989.

Ebinger, C.J., J. Jackson, A. Foster, and N. Hayward, Extensional basin geometry and the elastic lithosphere, *Phil.Trans. R. Soc. London, 357*, 1999.

Ebinger, C.J., G.D. Karner, and J.K. Weissel, Mechanical strength of extended continental lithosphere: constraints from the western rift system, Africa, *Tectonics, 10*, 1239-1256, 1991.

Felipa, C.A., *Introduction to Finite Element Method*, http://caswww.colorado.edu/course.d/IFEM.d/home.html, Boulder University Colorado, 2001.

Fleitout, L., and C. Froidevaux, Tectonics and topography for a lithosphere containting density heterogeneities, *Tectonics, 1*, 21-56, 1982.

Fleitout, L., and D.A. Yuen, steady state, secondary convection beneath lithospheric plates with temperature- and pressure dependent viscosity, *Jour. Geophy. Res., 89*, 9227-9244, 1984.

Fletcher, C.A.J., *Computational techniques for fluid Dynamics 2nd ed.*, 401 pp., Springer Verlag, Berlin, 1991.

Flotté, N., Caractérisation structurale et cinématique d'un rift sur détachement: le rift de Corinthe -Patras, Grèce, Phd thesis, 197 pp., université paris sud, Orsay, 2002.

Frederiksen, S., and J. Braun, Numerical modelling of strain localization during extension of the continental lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters, 188*, 241-251, 2001.

Forsyth, D., and S. Uyeda, On the relative importance of driving forces on plate motion, *Geophys. J. R. Astr. Soc., 43*, 163-200, 1975.

Fytikas, M.D., and N.P. Kolios, Preliminary heatflowmap of Greece, in *Terrestial heatflow in Europe*, edited by Cermak V. and Rybach L., pp. 197-205, Springer Verlag, Berlin, 1979.

Gautier, P., and J.P. Brun, Crustal scale geometry and kinematiks of late orogenic extension in the central aegean (Cyclades, Evvia Island), *Tectonophysics, 238*, 399-424, 1994.

Gautier, P., J.P. Brun, R. Moriceau, D. Sokoutis, J. Martinod, and L. Jolivet, Timing ,kinematics and cause of the Aegean extension : a scenario based on a comparison with simple analogues experiments, *Tectonophysics, 315*, 31-72, 1999.

Ghisetti, F.C., L. Vezzani, F. Agosta, R. Sibson, and I. Moretti, Tectonic setting and sedimentary evolution of the south-west margin of the Corinth rift (Aigion-Xylocastro area), institut francais du pétrole, Rueil Malmaison, 2001.

Ghorbal, B., Quels arguments en faveur d'un détachement Plio-Quaternaire au sud du Golfe de Corinthe? : Etudes tectono-métamorphique des Phyllades du Péloponnèse septentrionnal., mémoire de DEA, Paris VI, 2002.

Goetze, C., The mechanism of creep in olivine, *Phil.Trans. R. Soc. London, 288*, 99-119, 1978.

Goetze, C., and B. Evans, Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics., *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, 59*, 463-478, 1979.

Gueydan, F., Y.M. Leroy, L. Jolivet, and P. Agard, Analysis of continental midcrustal strain localization induced by microfracturing and reaction-softening, *J. Geophys. Res., 108*, 2003.

Hansen, F.D., and N.L. Carter, *Creep of selected crustal rocks at 1000 MPa*, 437 pp., 1982.

Heard, H.C., and N. Carter, experimentally induced "natural" intragranular flow in Quartz and Quartzite, *American Journal of Science, 266*, 1-42, 1968.

Heiskanen, W.A., and F.A. Vening Meinesz, *The earth and its gravity field*, 470 pp., McGraw-Hill, New york, 1958.

Houseman, G., and P. England, A dynamical model of lithosphere extension and sedimentary basin formation, *J. Geophys. Res., 91*, 719-729, 1986.

Huismans, R.S., Dynamic modelling of the transition from passive to active rifting , Application to the Pannonian basin, Phd thesis thesis, 152 pp., Vrije universiteit, Amsterdam, 1999.

Huismans, R.S., and C. Beaumont, Asymmetric lithospheric extension: the role of frictional plastic strain softening inferred from numerical experiments, *Geology, 30*, 211-214, 2002.

Husson, L., and I. Moretti, Thermal regime of fold and thrust belts _ an application to the bolivian sub Andean zone, *Tectonophysics, 345*, 253-280, 2002.

Jackson, J.A., J. Gagnepain, G. Houseman, G.C.P. King, P. Papadimitriou, C. Soufleris, and J. Virieux, Seismicity, normal faulting and the geomorphological development of the gulf of Corinth (Greece) : the Corinth earthquakes of February and march 1981, *Earth & Planet. Sc. Let., 57*, 377- 397, 1982.

Jackson, J.A., A.J. Haines, and W.E. Holt, A comparison of satellite laser ranging and seismicity data in the Aegean region., *Geophysical Research Letters, 21*, 2849-2852, 1994.

Jolivet, L., *La déformation des continents: exemples régionnaux*, 413p pp., Pris, 1997.

Jolivet, L., A comparison of geodetic and finite strain pattern in the Aegean, geodynamic implications, *Earth and Planetory science letters, 187*, 95-104, 2001.

Jolivet, L., J.P. Brun, P. Gautier, S. Lallemant, and M. Patriat 3D kinematics of extension in the Aegean region from the early Miocene to the present, insights from the ductile crust, *Bul. Soc. Geol. France, 165*, 195-209, 1994.

Jolivet, L., and C. Faccenna, The kinematics of back arc bassins, examples from tyrrhenian, Aegean and Japan seas, in *Continental tectonics*, vol. 164, edited by C. Mac Niocaill and P.D. Rayan, pp. 21-53, Geologial society spec.pub., London, 1999.

Jolivet, L., and C. Faccenna, Mediterranean extension and the Africa-Eurasia collision, *Tectonics, 19*, 1095-1106, 2000.

Jolivet, L., C. Faccenna, N. d'Agostino, M. Fournier, and D. Worrall, The Kinematics of Marginal Basins, examples from the Tyrrhenian, Aegean and Japan Seas, in *Continental Tectonics*, vol. 164, edited by C. Mac Niocaill and P.D. Ryan, pp. 21-53, Geological Society Special publication, London, 1999.

Karner, G.D., S.E. Egan, and J.K. Weissel, Modeling the tectonic devlopment of the Tucano and Sergipe-Alagoas rift basins, Brazil, *Tectonophysics, 215*, 133-160, 1992.

Kauerauf, A., IES Benchmak Test, www.ies.de/FAQ/pdf/IES-Benchmark.pdf, pp. 13, IES, Juelich, 2002

Keen, C.E., The dynamics of rifting: Deformation of the lithosphere by active and passive driving forces, *Geophys. J. R. Astr. Soc., 80*, 95-120, 1985.

Keen, C.E., and R.R. Boutilier, Lithosphere- asthenosphere interractions below rifts, in *Rifted Ocean-continent boundaries*, edited by B.e. al., pp. 17-30, Kluwer academic publishers, Amsterdam, 1995.

King, S.D., and D.L. Anderson, Edge-Driven Convection, *Earth Planet. Sci. Lett., 160*, 289-296, 1998.

Kirby, S.H., and A.K. Kronenberg, Rheology of the lithosphere: selected topics, *Rev. Geophys. and Space Phys., 25*, 1219-1244, 1987.

Koch, P.S., J.M. Christie, A. Ord, and R.P. George, Effect of water on the rheology of experimentally deformed quartzite, *J. Geophys. Res., 94*, 13975-13996, 1989.

Kooi, H., and C. Beaumont, Escarpment evolution on high-elevation rifted margins: Insights derived from surface processes model that combines diffusion, advection and reaction, *journal of Geophysical Res., 99*, 12191-12209, 1994.

Kooi, H., S. Cloethings, and J. Burrus , Lithospheric necking and regional isostasy at extensional basins 1.subsidence and gravity modelling with an application to the Gulf of Lions margin (SE france), *Jour. Geophy. Res., 97*, 17553-17571, 1992.

Kusznir, N.J., G.D. Karner, and S. Egan, Geometric, Thermal and isostatic consequences of detachment in continental lithosphere extension and basin formation, in *Sedimentary Basins and Basins forming Mechanisms.*, vol. memoir 12, edited by Beaumont Christopher and Tankard A., pp. 185-203, Canadian Society of Petroleum Geologist, 1987.

Lavier, L.L., W.R. Buck, and A.N.B. Poliakov, Self consitant rolling hinge model for the evolution of large offset low-angle faults, *Geology, 27*, 1127-1130, 1999.

Le Pichon, X., and J. Angelier, The Hellenic arc and trench system: a key to the neotectnique evolution of the eastern Mediterranean area, *Tectonophysics, 60*, 1-42, 1979.

Le Pichon, X., N. Chamot-Rooke, R. Noomen, and G. Veis, Cinématique de l'anatolie/Egée par rapport à l'europe à partir d'une combinaison des mesures de triangulation géodésiques sur 80 ans aux mesures de triangulation récente, vol. 316, pp. 983-990, C.R. de l'académie des sciences, Paris, 1993.

Le Pichon, X., N. Chamot-Rooke, S. Lallemant, R. Noomen, and V. G., Geodetic determination of the kinematics of central greece with respect to europe: implications for eastern mediteranean tectonics, *Jour. Geophy. Res., 100*, 12675-12690, 1995.

Le Pourhiet, L., E. Burov, and I. Moretti, Initial crustal thickness geometry controls on the extension in a back arc domain: The case of the Gulf of Corinth, *Tectonics, 22*, 1032, 2003a.

Le Pourhiet, L., and E.B. Burov, Rifting of a multi-layered continental crust: dynamical and rheological controls on syn-rift subsidence rates, in *EGS-AGU-EUG*, Nice, 2003b.

Le Pourhiet, L., E.B. Burov, and I. Moretti, Rifting through a stack of inhomogeneous thrusts (study case in the Gulf of Corinth), *Tectonics, 23*, TC4005, 2004a

Le Pourhiet, L., Y.Y. Podladchikov, and E.B. Burov, Parametric study of the brittle ductile interaction using fully consistent non-associated visco-elasto-plastic rheology (oral comm.), in *EGU*, Nice, 2004b.

Le Pourhiet, L., Y.Y. Podladchikov, E. Burov, and I. Moretti, Visco-elastic modeling of mantle plume lithosphere interraction, in *EGU*, Nice, 2004c.

Le Pourhiet, L., I. Moretti, and L. Mattioni, Numerical versus analogue modelling applied to inherited dipping weak heterogeneity.Part 2: Numerical benchmarks, *Bolletino di geophysica, special issue for Geomod 2004*, 2004d.

Le Solleuz, A., Modélisation thermo-mécanique et stratigraphique de la genèse et de l'évolution d'un bassin sédimentaire intraplaque: le Bassin de Paris., PhD thesis, Paris 6, Paris, 2003.

Lucazeau, F., and S. Le Douaran, The blanketing effect of sediments in basins formed by extension; application to the gulf of lion and Viking graben, *Earth and Planetory science letters, 74*, 92-102, 1985.

Lykousis, V., D. Sakellariou, and D. Papanikolaou, Sequence stratigraphy in the N. margin of the gulf of Corinth : implication to upper quaternary basin evolution, *Bull. Geol. Society of Greece, XXX*, 157-164, 1998.

Makris, J., the crust and upper mantle of the aegean from deep seismic soundings, *Tectonophysics, 46*, 269-284, 1978.

Malartre, F., M. Ford, and E.A. Williams, Preliminary biostratigraphy and 3D geometry of the Vouraikos Gilbert-type fan delta, Gulf of Corinth, Greece, *C. R. Geoscience, 336*, 269-280, 2004.

Mancktelow, N., Nonlithostatic pressure during sediment subduction and the development and exhumation of high pressure metamorphic rocks., *J. Geophys. Res., 100*, 571– 583, 1995.

Mariolakos, I., and S.C. Stiros, Quaternary deformation of the Isthmus and Gulf of Corinthos (Greece), *Geology, 15*, 225-228, 1987.

Marti, J., and P.A. Cundall, Mixed discretiztion procedure for accurate for accurate modelling of plastic collapse, *Int. J. for Num. and Anal. Meth. in Geomech., 6*, 1982

Mattioni, L., I. Moretti, and L. Le Pourhiet, Numerical versus analogue modelling applied to inherited dipping weak heterogeneity.Part 1: Analogue modelling results, *Bolletino di geophysica, special issue for Geomod 2004*, 2004.

Mc Clusky, S., S. Balassanian, and Barka, Global Positioning System constraints on plate kinematics and dynamics in the Eastern Mediterranean and Caucasus, *Journal of Geophysical research, 105*, 5695-5719, 2000.

Mc Kenzie, D., Some remarks on the development of sedimentary basins, *Earth and Planetary science letters, 40*, 25-32, 1978.

Mc Kenzie, D., Active tectonics of the Mediterranean region, *The geophysical journal of the Royal astronomical society, 30*, 109-185, 1972.

Melosh, H.J., The mechanics of low angle normal faulting in the Basin and Range, *Nature, 343*, 331-335, 1990.

Mercier, J.L., E. Carrey, H. Phillip, and D. Sorel, La néotectonique plio-quaternaire de l'arc Egéen externe et la mer Egée et ses relations avec la sismicité, *Bull. Soc. Geol. Fr., XVIII*, 355-372, 1976.

Micarelli, L., Moretti I., and Daniel J.M., Influence of depth and amount of displacement of the characteristics of normal faults, case study in the Gulf of Corinth - Greece, *Journal of Geodynamics, 36*, 275-303, 2003.

Moretti, I., D. Sakellariou, V. Lykousis, and L. Micarelli, The Gulf of Corinth : a half graben ?, *J. Geodynamics, 36*, 323-340, 2003.

Moretti, I., and C. Froidevaux, Physical models of extensional tectonics., *Tectonics, 5*, 501-511, 1986.

Ori, G.G., Geological history of the extensional basin of the Gulf of Corinth (Miocene Pleistocene), Greece, *Geology, 17*, 918-921, 1989.

Parsons, B., and F.M. Richter, A relation between driving force and geoid's anomaly associated with the mid-ocean ridges, *Earth and Planetory science letters, 51*, 1980.

Patriat, M., Etude de la transition fragile ductile en extension, applixation au transect Olympe-Naxos, Grèce, phd thesis, 271 pp., ENS, Paris, 1996.

Pelletier, D., A. Fortin, and R. Camareao, Are FEM solutions for incompressible flows really incompressible? (or how simple flows can cause headaches!), *Int. J. for Numer. meth.Fluids, 9*, 1989.

Poirier, J.P., *Introduction to the physics of the Earth's interior*, 312 pp., Cambridge university press, Cambridge, 2000.

Press, W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery, http://www.library.cornell.edu/nr/bookfpdf/f2-4.pdf, in *NUMERICAL RECIPES IN FORTRAN 77: THE ART OF SCIENTIFIC COMPUTING*, Cambridge university press, 1992.

Ranalli, G., *Rheology of the earth*, 366 pp., Boston, 1987.

Regenauer-Lieb, K., and D.A. Yuen, Rapid conversion of elastic energy into shear heating during incipient necking of the lithosphere,, *Geophys. Res. Lett., 25*, 2737-2740, 1998.

Rietbrock, A., C. Tiberi, F. Scherbaum, and H. Lyon Caen, Seismic slip on a low angle normal fault in the gulf of Corinth: evidence from high resolution cluster analysis of microearthquakes, *Geophys. Res. Lett., 14*, 1817-1820, 1996.

Rigo, A., H. Lyon-Caen, R. Armijo , A. Deschamps, D. Hatzfeld, K. Makropoulos, Papadimitriou, and K. I., A microseismic study in the western part of the gulf of Corinth (Greece) implications for large-scale normal faulting mechanisms, *Geophys J. Int., 126*, 663-688, 1996.

Roberts, G.P., and R.L. Gawthorpe, Strike variation in deformation and diagenesis along segmented normal

Royden, L.H., and C.E. Keen, Rifting process and thermal evolution of continental margin of eastern canada determined from subsidence curves, *Earth and Planetory science letters, 51*, 343-361, 1980.

Richardson, R.M., Ridges forces, absolute plate motion, and intraplate stress field, J. Geophys. Res., 97, 11739-11748, 1992.

Savage, J., and M. Sebrier, Données palynologiques et stratigraphiques sur le passage plio-pléistocène, coupe de Trapeza (Corinthie,Grèce), *Compte rendus hebdomadaire des scéances de l'académie des sciences_série D sciences naturelles, 284*, 1963-1966, 1977.

Sengor, A.M.C., and K. Burke, Relative timing of rifting and volcanism on earth and its tectonic implications, *Geophys. Res. Lett., 5*, 419-421, 1978.

Sleep, N.H., thermal effects of the formation of Atlantic continental margins by continental break up, *Geophys. J. R. Astr. Soc., 24*, 325-350, 1971.

Schmalholz, S.M., and Y.Y. Podladchikov, finite amplitude folding: transition from exponential to layer length controlled growth, *Earth and Planetary science letters, 181*, 619-633, 2000.

Smith, R.B., Unified theory of the onset of folding, boudinage, and mullion structures, *Geological society of America bulletin, 86*, 1601-1609, 1975.

Smith, R.B., Formation of folds, boudinage, mullions in non-newtonian materials, *Geol. Soc. Am. Bull., 88*, 312-320, 1977.

Sorel, D., A Pleistocene and still active detachment fault and the origin of Corinth Patras rift, Greece, *Geology, 28*, 83-86, 2000.

Spakman, W., M.J.R. Wortel, and N.J. Vlaar, The hellenic subduction zone: a tomographic image and its geodynamic implications, *Phys. Earth Planet. Int., 79*, 3-74, 1988.

Stewart, I., and C. Vita-Finzi, Coastal uplift on active normal faults: the Heliki Fault, Greece, *Geophysical Research Letters, 23*, 1853-1856, 1996.

Spadini, G., and Y.Y. Podladchikov, Spacing of consecutive normal faulting in the lithosphere: A dynamic model for axis jumping (Tyrrhenian Sea), *Earth and Planetory science letters, 144*, 21-34, 1996.

Stephenson, R.A., S.M. Nakiboglu, and M.A. Kelly, Effects of athenosphere melting, regional thermoisostasy, and sediment loading on the thermomechanical subisdence of extensional sedimentary basins, vol. 48, *geophysical Monograph*, edited by R.A.Price, pp. 17-27, 1989.

Tackley, P.J., Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles., *J. Geophys. Res., 101*, 3311-3332, 1996.

Tayzman, T., J. Jackson, and D. Mc kenzie, Active tectonics of the north and central Aegean sea, *Geophys. J. Int., 106*, 433-490, 1991.

Thiebault, F., Évolution géodynamique des Héllénides externes en Péloponnèse méridional (Grèce). pp. 326, thèse de l'université de lille, 1982.

Tibéri, C., Rift de Corinthe et d'Evvia (Grèce) : structure lithosphérique par tomographie télésismique et gravimétrie, thèse de 3ième cycle thesis, 239 pp., Université ParisVII, Paris, 2000.

Tibéri, C., M. Diament, H. Lyon Caen, and T. King, Moho topography beneath the Corinth Rift area (Greece) from inversion of gravity data, *Geophysical Journal International, 145*, 797-808, 2001.

Tirel, C., J.-P. Brun, and E. Burov, Thermo-mechanical modelling of extensional gneiss dome. In Gneiss Domes and Orogeny., *Geological Society of America Special Paper*, 2004.

Trotet, F., Exhumation des roches de Haute Pression- Basse Température le long d'un transect des Cyclades au Péloponnèse (Grèce). Implications Géodynamiques., Université Paris XI, 2000.

Tsenn, M., and N. Carter, Upper limits of power law creep of rocks, *Tectonophysics, 136*, 1-26, 1987.

Tsokas, G.N., and R. Hansen, Study of the crustal thickness and of the lithosphere in Greece from gravity data, *JGR, 102*, 20585-20797, 1997.

Turcotte, D.L., and G. Schubert, *Geodynamics; second edition*, 456 pp., Cambridge university press, Cambridge, 2002.

Turcotte, D.L., and S.H. Emerman, Mechanics of active and passive rifting, *Tectonophysics, 94*, 39-50, 1983.

Van Balen, R.T., Y.Y. Podladchikov, and S.A.P.L. Cloetingh, A new multilayered model for intraplate stress-induced differential subsidence of faulted lithosphere, applied to rifted basins, *tectonics, 17*, 938-954, 1998.

Van der Beek, P., and M. Rohrman, Cenozoic postrift domal uplift of North Atlantic margins: An asthenospheric diapirism model, *geology, 24*, 901-904, 1996.

Vermeer, P.A., the orientation of shear bands in biaxial tests, *Geotechnique, 40*, 223-236, 1990.

Vermeer, P.A., and R. De Borst, Non-associated plasticity for soil, concrete and rock, *HERON, 29*, 1-64, 1984.

Watts, A.B., *Isostasy and flexure of the lithosphere*, 458 pp., Cambridge University Press, Cambridge, 2001.

Watts, A.B., and E.B. Burov, Lithospheric strength and its relationship to the elastic and sismogenic layer thickness, *Earth and Planetary science letters*, 2003.

Wernicke, B., Low angle normal faults in the Basin and Range province: nappe tectonics in an extending orogen, *Nature, 291*, 645-648, 1981.

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

White, N., and D. McKenzie, Formation of the "steer's head" geometry of sedimentary basins by differential stretching of the crust and mantle, *Geology, 16*, 250-253, 1988.

Yamato, P., P. Agard, E.B. Burov, L. Le Pourhiet, C. Tibéri, and L. Jolivet, Les processus d'exhumation des roches métamorphiques de haute pression et ultra haute pression en contexte de convergence : des données de terrains vers la modélisation numérique, l'exemple des Alpes, in *RST*, STRASBOURG, 2004.

Yuen, D.A., and L. Fleitout, thinning of the lithosphere by small scale destabilization, *Nature, 313*, 125-128, 1985.

Ziegler, P.A., Plate tectonics, plate moving mechanism and rifting, *Tectonophysics, 215*, 1992.

Zienkiewicz, O.C., *The Finite Element Method 3rd ed.*, McGraw-Hill, New York, 1977.

Zoback, M.L., First- and second-order patterns of stress in the lithosphere: The World Stress Map project, *Jour. Geophy. Res., 97*, 11703-11728, 1992.