

Thèse soumise pour l'obtention du grade de Docteur de l'Université de Strasbourg

Spécialité : *Sciences de la Terre*

Vendredi 20 septembre 2013

Analyse du potentiel sismique d'un secteur lithosphérique au nord-ouest des Alpes.



Julie Maury

Institut de Physique du Globe de Strasbourg (UMR 75-16)

École et Observatoire des Sciences de la Terre

Université de Strasbourg

Commission d'examen :

François Cornet	Université de Strasbourg/EOST	Directeur de thèse
Michel Cara	Université de Strasbourg/EOST	Co-Directeur de thèse
Evgueni Burov	Université Pierre et Marie Curie	Rapporteur externe
Yves Leroy	Ecole Normale Supérieure	Rapporteur externe
Yves Rogister	Université de Strasbourg/EOST	Rapporteur interne
Oliver Heidbach	GFZ-Postdam	Examineur
Christophe Durouchoux	EDF	invité

Résumé

Le nord-ouest des Alpes est un domaine intraplaque présentant de très faibles déformations. C'est pourquoi il paraît délicat de déduire la probabilité d'occurrence d'un séisme de taille lithosphérique (magnitude supérieure à 7) à partir des observations de microsismicité. De telles observations sont en effet des processus superficiels et présentent peu ou pas de lien avec des processus profonds de plus grande ampleur.

L'objectif de cette thèse est de déterminer le potentiel sismique d'un secteur au nord-ouest des Alpes en étudiant le champ de contrainte résultant d'un chargement gravitaire. Seuls les objets de taille lithosphérique, i.e. de l'ordre de la centaine de kilomètres sont à prendre en compte dans cette étude des contraintes pouvant générer un séisme de magnitude 7 ou plus. Afin de réaliser cette étude, un modèle de contraintes à l'échelle 360 km par 400 km par 230 km d'épaisseur est établi. Ce modèle est centré sur la subduction fossile des Alpes de l'ouest et s'étend jusqu'au nord de Strasbourg.

L'étude des structures du nord-ouest alpin montre l'importance de l'orogène alpin et dans une moindre mesure des fossés Cenozoïques. L'orogène alpin se retrouve, en particulier, dans les variations de profondeur des interfaces de la lithosphère, à des échelles différentes. Une étude de la sismicité a montré que celle-ci était principalement localisée dans les Alpes, en particulier dans la région du Valais.

Une étude du champ de contrainte par compilation bibliographique et par inversion de mécanismes au foyer a permis d'identifier une rotation des contraintes principales horizontales avec l'axe des Alpes. Des incertitudes sur la direction de la contrainte principale minimale ont également été calculées. Bien que la magnitude absolue des contraintes principales n'ait pas pu être déterminée, un rapport de magnitude est calculé.

Le résultat de la modélisation montre l'importance de la rhéologie dans le cas d'un chargement gravitaire. Si une rhéologie élastique est prise en compte, les directions de contrainte calculées sont totalement différentes des observations. Par contre, l'utilisation d'une rhéologie élasto-plastique combinée à l'utilisation d'une géométrie réaliste des interfaces lithosphériques permet d'obtenir des directions de contraintes cohérentes avec les données.

Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont.

Aristote, 384-322 av JC

Remerciements

Je remercie tout d'abord mes directeurs de thèse François Cornet et Michel Cara. Ils m'ont aidé tout au long de ma thèse et ont toujours été présent pour répondre à mes questions. Leurs idées et leurs conseils dans leurs domaines respectifs m'ont été très précieux.

Je remercie également chaleureusement les membres de mon jury : les rapporteurs Evgueni Burov, Yves Leroy et Yves Rogister pour leur lecture et leur correction de mon manuscrit. Merci aussi à Oliver Heidbach qui, même s'il n'a pu être présent, a pris le temps de lire mon manuscrit et d'apporter des remarques intéressantes. Merci à Kevin Manchuel d'avoir apporté un regard « risque sismique » à ma présentation et pour la relecture de mon manuscrit dans des délais très brefs.

Au cours de cette thèse j'ai eu l'occasion de me rendre à EDF-TEGG et je souhaite remercier toute l'équipe risque sismique. Merci à Christophe, Paola, Kevin, Deborah et Gloria pour leurs commentaires qui m'ont permis d'enrichir mon travail ainsi que pour leur aide pour prolonger mon financement.

Je remercie l'ensemble des personnes avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir durant ces trois années. Merci notamment à Louis Dorbath pour m'avoir fourni des données, à Magali Pierrat qui répondait toujours très rapidement à mes nombreuses requêtes de biblio et à Binta qui est toujours là pour les questions administratives. Merci également aux membres de l'équipe géophysique expérimentale pour leurs commentaires lors de mes séminaires.

Je voudrais enfin remercier les membres de l'EOST dans son ensemble. Merci particulièrement à Xavier, Jean-Marc, Hervé et Patricia. Merci aux amis avec qui j'ai passé de très bon moment. Merci surtout à Alex, Emilie&Co, Romain&Co, J-R, Adrien, Thiebaud et Basile.

Enfin, un grand merci à ma famille.

Table des matières

1	Introduction	1
I	Caractérisation du domaine d'étude	7
1	Identification des structures tectoniques	11
1.1	Les Alpes	12
1.2	L'avant-pays alpin	14
1.3	Les fossés	16
1.4	Synthèse	17
2	Les grandes interfaces structurales à l'échelle lithosphérique	21
2.1	La topographie de la surface libre	22
2.2	Le Moho	23
2.3	La limite lithosphère-asthénosphère	25
2.4	Synthèse	26
3	Etude de la sismicité	31
3.1	Le séisme de Bâle	34
3.2	Les autres séismes suisses	35
3.3	Le fossé rhéno-alsacien	36
4	Rhéologie de la lithosphère de ce secteur	41
4.1	Les modèles visco-élastiques	41
4.2	La plasticité	46
4.3	Découplage des couches	48

TABLE DES MATIÈRES

5	Conclusion	51
II	Etude du champ de contraintes	55
1	Les mesures directes	57
1.1	Champ de contrainte à Bâle	58
1.2	Champ de contrainte à Soultz	59
1.3	Champ de contrainte à Urach	60
2	L'inversion de mécanismes au foyer	63
2.1	Introduction	65
2.2	Inversion methods	68
2.2.1	Hypotheses common to all three inversion methods	68
2.2.1.1	Hypothesis H1 : Faults slip in the resolved shear stress direction	68
2.2.1.2	Hypothesis H2 : The rocks are physically homogeneous . .	69
2.2.1.3	Hypothesis H3 : Independent focal mechanisms	70
2.2.2	Shear stress slip component method (SSSC) – Angelier (2002) . . .	70
2.2.2.1	Description of the inversion method	70
2.2.2.2	Additional hypothesis H4 associated with this method . .	72
2.2.2.3	Description of the misfit measure and finding the confi- dence limits	73
2.2.3	Linear method – Michael (1984,1987)	74
2.2.3.1	Description of the inversion method :	74
2.2.3.2	Additional hypothesis H5 associated with this method . .	74
2.2.3.3	Description of the misfit measure and finding the confi- dence limits	75
2.2.4	Grid search method – Gephart and Forsyth (1984)	76
2.2.4.1	Description of the inversion method	77
2.2.4.2	Description of the misfit measure and finding the confi- dence limits	78
2.2.5	Method proposed in this paper	78

2.3	Application to the Sierentz data	84
2.3.1	Seismotectonic context	85
2.3.2	Sierentz seismic crisis	86
2.3.2.1	Location	86
2.3.2.2	Focal mechanisms	87
2.3.3	Results of the stress determination	88
2.3.3.1	Preselection of the data	88
2.3.3.2	SSSC method	89
2.3.3.3	Linear method	90
2.3.3.4	Grid search method	91
2.3.3.5	New inversion	91
2.3.4	Discussion	93
2.4	Conclusion	96
3	Calcul de nouvelles inversions	97
3.1	Résultats de Kastrup et al, 2004	98
3.2	Crise de Rambervillers	99
3.3	Crise de Waldkirch	99
3.4	Comparaison des résultats	101
III	Modélisation mécanique	103
1	Le modèle numérique	107
1.1	Le code aux différences finies explicites : Flac	107
1.2	Comparaison du modèle numérique à une solution analytique	110
1.2.1	Solution analytique	110
1.2.2	Solution numérique	114
1.3	Les paramètres du modèle	115
1.4	Etude de l'influence des paramètres élastiques	119
2	Résultats	123
2.1	Effet de la rhéologie	125

TABLE DES MATIÈRES

2.1.1	La rhéologie élastique	126
2.1.2	Découplage dans la lithosphère	131
2.1.3	La rhéologie plastique	133
2.2	Les structures lithosphériques	135
3	Synthèse	141
IV	Conclusion et perspectives	145
	Bibliographie	149
V	Annexes	163
A	Localisation et mécanismes au foyer des évènements de Sierentz	165
B	Localisation et mécanismes au foyer des évènements de Waldkirch	169
C	Calcul des fonctions de la solution analytique	171
C.1	Contraintes induites par la gravité	176

1

Introduction

L'évaluation de l'aléa sismique en France est complexe car il est difficile d'estimer la magnitude maximale et la localisation des plus grands séismes du fait de la faible sismicité. L'enjeu est important pour EDF du fait que les centrales nucléaires sont des bâtiments à risques spéciaux qui doivent pouvoir maintenir leurs fonctions principales durant et après un séisme. Il est donc nécessaire d'estimer au mieux le potentiel sismique d'une zone afin de dimensionner les centrales en conséquence.

Le dimensionnement des centrales nucléaires est déterminé d'après les spectres d'accélération correspondant aux séismes pouvant se produire dans la région autour de la centrale. Deux méthodes de détermination sont possibles : une méthode déterministe réglementaire en vigueur actuellement, la RFS2001-01, et une méthode probabiliste qui est de plus en plus utilisée. La méthode déterministe consiste à définir une magnitude maximale de séisme plausible pouvant affecter le site d'après les données de sismologie instrumentale et historique. En pratique cela consiste à déterminer le séisme le plus fort s'étant produit autour de la centrale et à le majorer afin de conserver une marge de sécurité. La méthode probabiliste traduit les catalogues de sismicité en loi de Gutenberg-Richter (nombre de séismes en fonction de la magnitude) puis, en utilisant une loi probabiliste, détermine une distribution de la sismicité future. Enfin, à partir de lois d'atténuation, les spectres d'accélération de ces événements, sur un site donné, sont calculés. Ceci permet de mettre les différents risques sur un site dans une perspective homogène.

Quelle que soit la méthode utilisée les séismes de forte magnitude sont ceux qui ont le plus d'importance. Il est donc nécessaire de les étudier plus en détail. Dans le con-

1. INTRODUCTION

texte français métropolitain aucun séisme de magnitude 7 ou plus n'a été historiquement observé. La probabilité de séismes de forte magnitude est donc extrapolée à partir des observations historiques et de la sismicité actuelle de magnitude, en général, inférieure à 5 (Grellet et al., 1993). On peut alors se demander quelle est la validité de ces extrapolations. Sans observation de sismicité, il est nécessaire de trouver un autre moyen pour déterminer le potentiel sismique d'une région c'est-à-dire la magnitude maximale possible dans un intervalle de temps donné. C'est pourquoi cette thèse se concentre sur les phénomènes à grande échelle spatiale et temporelle capables de générer des séismes de magnitude 7 ou plus. Dans ce but, une modélisation géomécanique du nord-ouest alpin a été entreprise.

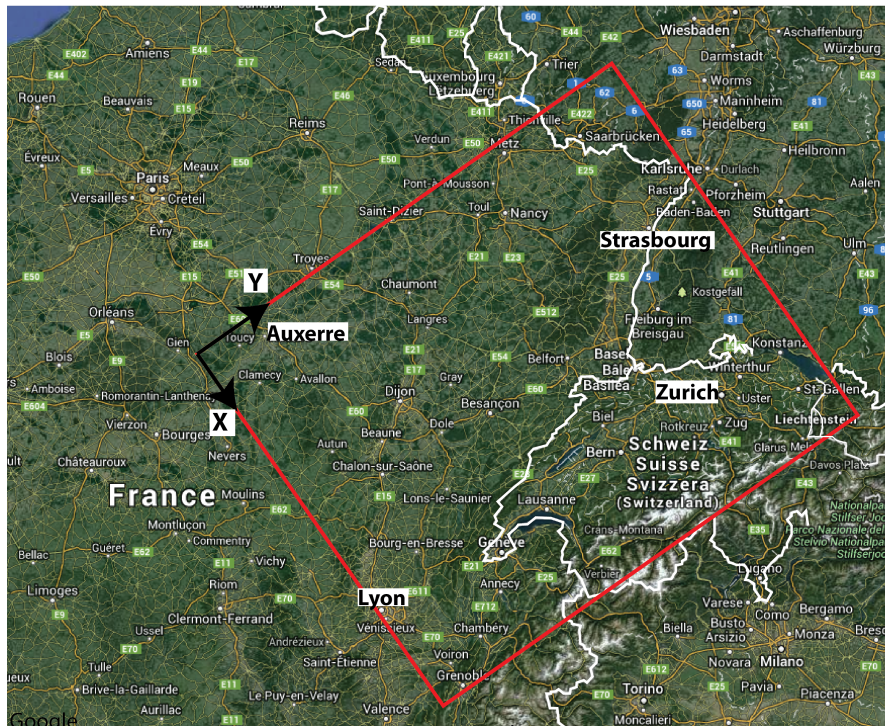


FIGURE 0.1.1: Géographie du Nord-Ouest alpin. Le carré rouge définit la zone étudiée.

La zone d'étude s'étend de Lyon à Strasbourg et de Troyes à Lyon (figure 0.1.1). La taille de ce modèle est déterminée par les phénomènes que l'on souhaite étudier. Un séisme d'une magnitude 7 ou plus signifie une taille de rupture en surface de l'ordre de la quarantaine de kilomètres (Wells and Coppersmith, 1994) et donc une faille probablement

beaucoup plus grande. C'est pourquoi un secteur de 360 km par 400 km a été défini. L'orientation du modèle a été choisie pour que l'axe X corresponde à la direction de contrainte maximale horizontale à Bâle N145° (Valley and Evans, 2009). D'autre part, un modèle d'une telle étendue horizontale doit englober toute la lithosphère. C'est pourquoi la modélisation a été effectuée jusqu'à 230 km de profondeur. Enfin, une échelle temporelle de l'ordre du millier d'années est définie. Elle est suffisamment longue pour considérer l'asthénosphère visqueuse et assez courte pour que la collision alpine soit mise en place. La zone d'étude est choisie presque carrée dans le plan horizontal afin de pouvoir appliquer les conditions aux limites plus facilement et pour que les deux directions X et Y aient la même importance.

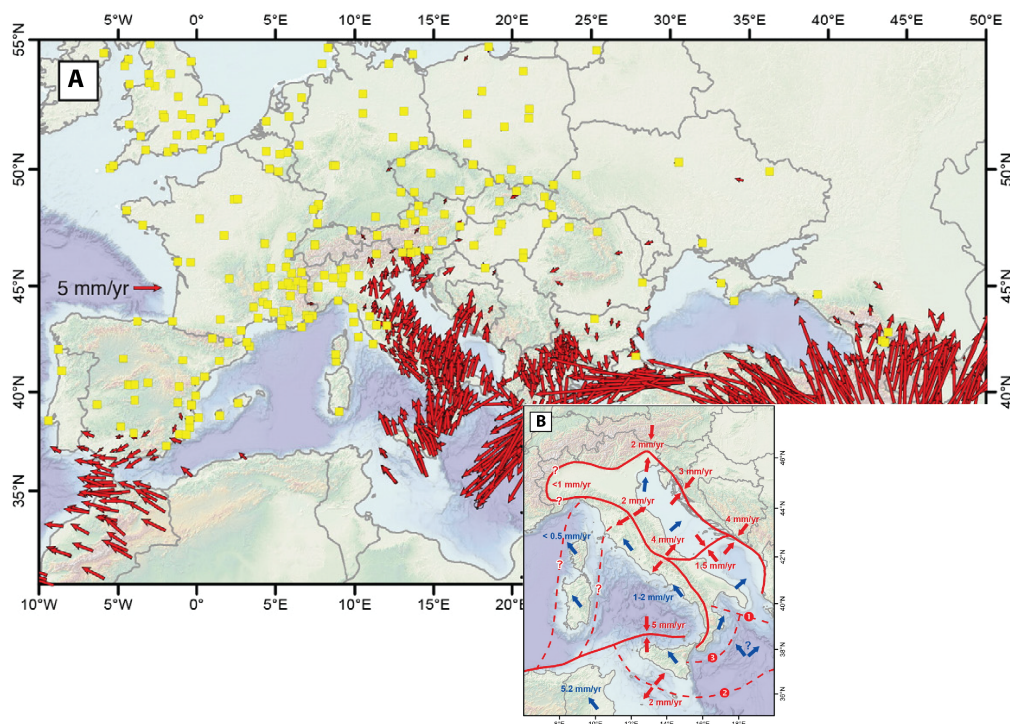


FIGURE 0.1.2: Modifié d'après Nocquet (2012). A : Champ de vitesse dans une Eurasie fixe. Les carrés jaunes indiquent un point GPS avec une vitesse inférieure à 1 mm/an. B : modèle cinématique. La collision nord-ouest alpine présente une vitesse inférieure à 1 mm/an tandis que dans les Alpes orientales la convergence est de 2 mm/an.

Les observations de déplacement par GPS ne révèlent aucun mouvement horizontal sortant des barres d'erreur (figure 0.1.2; Nocquet 2012). Les vitesses enregistrées sont

1. INTRODUCTION

inférieures au mm/an alors qu'en Turquie, par exemple, ces vitesses dépassent le cm/an. Des études plus locales dans le fossé rhénan (Lehuteur, 2011) ou le Jura (Walpersdorf et al., 2006) confirment ces vitesses inférieures au mm/an. La France est donc un domaine intraplaque présentant des vitesses faibles. Une question est cependant soulevée par Haas et al. (2000) qui a étudié des taux de déformation par VLBI. Il note un raccourcissement entre la Suède et le nord des Alpes, confirmé par Campbell and Nothnagel (2010), de l'ordre du mm/an/1000km. Campbell and Nothnagel (2010) évoquent le réajustement isostatique de la Fennoscandia et la compression alpine. Néanmoins, Nocquet (2012) a tracé le déplacement de la Scandinavie par rapport à une Europe stable et si l'on observe un déplacement vers le Sud de la Scandinavie, l'Allemagne reste fixe suggérant que cette déformation est accommodée dans le nord. Pour le cas de la compression alpine, une compression N-S est bien établie dans les Alpes orientales mais elle est moins évidente dans les Alpes de l'ouest (figure 0.1.2).

Avec des vitesses inférieures au mm/an les conditions aux limites que l'on utilisera pour la modélisation mécanique sont des conditions de déplacement nul aux frontières du domaine. En l'absence de mesure de déformation lithosphérique, le modèle est calculé en contraintes. Sans connaissance de contrainte tectonique appliquée aux frontières du domaine ce travail se concentre sur la modélisation de contraintes dues à la gravité.

Le but est d'expliquer, dans un contexte de faible taux de déformation, le champ de contrainte observé. Cela afin de mieux appréhender les moteurs de la sismicité.

Une grande partie du travail est consacrée à la synthèse des données et à la sélection des structures selon leur échelle. La modélisation intervient à la fin afin de vérifier les hypothèses émises dans les parties précédentes et pour observer la relation entre le champ de contrainte et les structures.

La première partie de cette thèse définit la zone d'étude. Les différentes structures localisées au sein du modèle sont analysées pour ne prendre en compte que celles de taille lithosphérique. Il s'agit donc de mettre les différents phénomènes à la bonne échelle. Ensuite, la rhéologie est étudiée pour assigner des lois de comportement réalistes aux différentes couches.

La deuxième partie est consacrée à l'étude du champ de contrainte. Les données disponibles sont étudiées et sélectionnées. Comme ce sont des phénomènes lithosphériques

qui sont étudiés, les données superficielles (i.e. dans les terrains sédimentaires) ne sont pas prises en compte. Le meilleur moyen d'obtenir des données de contraintes en profondeur passe par l'inversion des mécanismes au foyer. Un article de revue des différentes méthodes d'inversion est en cours de publication et est inclus dans cette partie. Pour appliquer ces méthodes d'inversion, les mécanismes au foyer de la crise sismique de 1980 de Sierentz, à 20 km de Bâle, sont calculés. Une attention particulière est portée à l'incertitude sur ces mesures. Le but est de déterminer des directions de contrainte dans un domaine de confiance à 90%. La méthode d'inversion sélectionnée est ensuite appliquée à d'autres jeux de données dans la zone d'étude.

La troisième partie concerne la modélisation des contraintes. Tout d'abord, l'utilisation du code est validée par la résolution numérique d'un problème ayant une solution analytique. Pour cela la solution analytique de Savage et al. (1985), sur l'effet de la gravité sur une montagne surmontant un demi-plan élastique, est recalculée et comparée à la solution numérique obtenue avec Flac. Dans un deuxième temps une étude paramétrique sur les constantes élastiques est menée afin d'étudier l'impact de ces paramètres sur le modèle. Enfin les résultats de la modélisation sont exposés en présentant l'effet des différentes structures lithosphériques identifiées dans la partie 1 compte tenu de leur densité et de leur rhéologie.

Ces résultats sont finalement discutés en exposant l'importance qu'ont les structures profondes sur le champ de contrainte dans la croûte. Cette étude permet de classer les différents phénomènes suivant l'impact qu'ils ont sur le champ de contrainte.

1. INTRODUCTION

Première partie

Caractérisation du domaine d'étude

Le nord-ouest des Alpes a une histoire complexe qui est reflétée dans ses structures. Ce chapitre traite d'abord des volumes constituant la zone d'étude en termes de géologie et d'étendue. Puis l'effet de la structure majeure, les Alpes, est mis en évidence en définissant la géométrie des interfaces. Ces géométries sont comparées les unes aux autres, montrant les différences de longueurs d'onde entre leurs variations.

Une fois la structure du domaine définie, la sismicité est étudiée afin de définir des zones de failles lithosphériques potentiellement sismiquement actives. Des cartes d'énergie sismique sont calculées afin d'identifier des zones de déformation.

Enfin, la rhéologie à considérer, pour les différentes structures définies, est étudiée.



1

Identification des structures tectoniques

Le domaine d'étude présente une histoire géodynamique marquée par deux événements majeurs (figure 1.1.1) : l'orogène alpin et l'ouverture de l'ECRIS (European Cenozoic rift system). Ce sont ces deux événements qui ont formé les structures en place aujourd'hui.

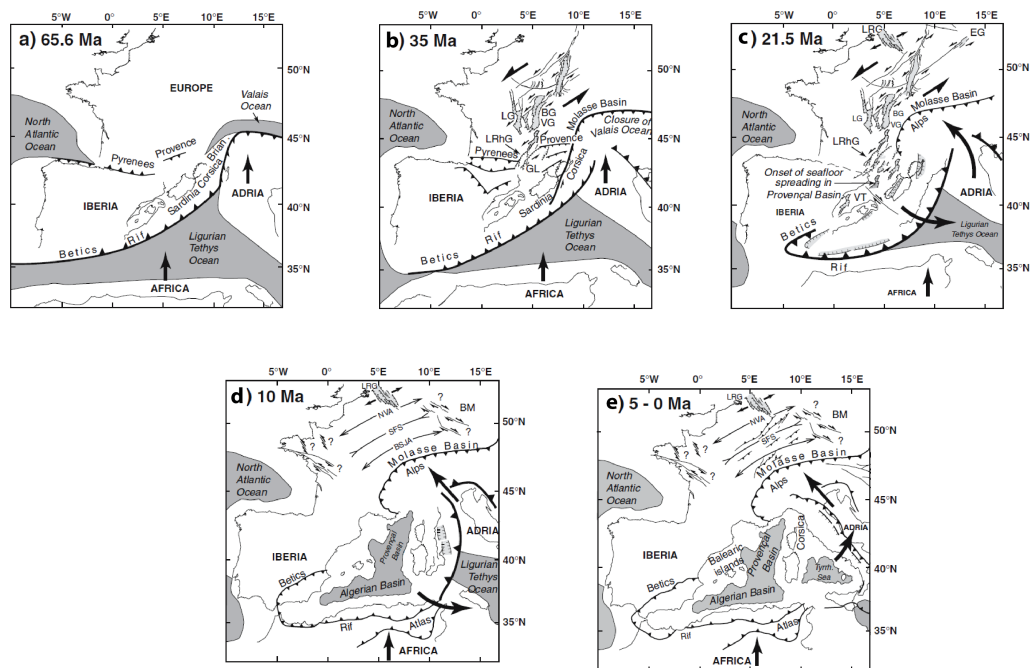


FIGURE 1.1.1: Cartes structurales montrant l'évolution de l'orogène alpin et de son avant-pays au Cénozoïque. Le développement du Jura n'est pas montré pour plus de clarté. Modifié d'après Bourgeois et al. (2007).

L'histoire et l'importance des Alpes, de l'avant-pays alpin et des fossés Cénozoïques

1. IDENTIFICATION DES STRUCTURES TECTONIQUES

est étudiée plus en détail dans les sections qui suivent.

1.1 Les Alpes

Les Alpes sont localisées le long de la limite de plaques Eurasie-Adria. Géographiquement, la chaîne s'étend sur un millier de kilomètres de la vallée du Rhône, en France, à la longitude de Vienne, en Autriche. Les Alpes peuvent être divisées en quatre segments (figure 1.1.2) qui diffèrent par leur structure : les Alpes occidentales, les Alpes centrales, les Alpes méridionales et les Alpes orientales. Par la suite seuls les segments occidental et central des Alpes sont considérés car ce sont les deux segments compris dans notre modèle.

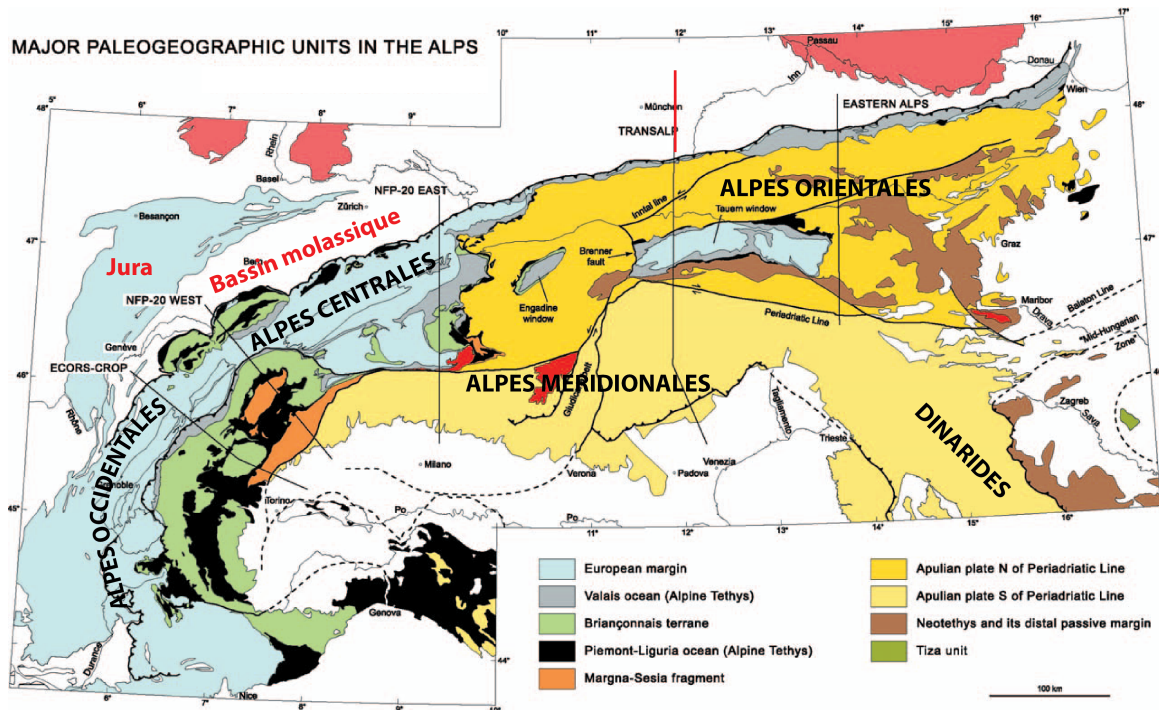


FIGURE 1.1.2: Carte des principales unités tectoniques des Alpes modifiée d'après Schmid et al. (2004). La division des Alpes en quatre secteurs est indiquée. La localisation de la coupe dans le bassin molassique (figure 1.1.6) est indiquée par le trait rouge. La localisation des profils ECORS et NFP-20 sont également indiquées.

Les Alpes sont le résultat de la collision entre les plaques lithosphériques Europe et Afrique (promontoire Adria). Cela se traduit par une succession complexe d'épisodes tec-

toniques. L'évolution alpine débute au Trias par une extension du socle Varisque générant des failles normales orientées N60°. Au Jurassique ce rifting est suivi par une rupture crustale et l'expansion de l'océan Téthys (Sanchez, 2010). La Téthys alpine est divisée en deux océans distincts : l'océan valaisan qui ne serait pas présent dans les Alpes occidentales et l'océan liguro-piémontais. Au Crétacé la phase de compression s'est enclenchée, contribuant à la fermeture de l'océan sous la marge apulo-africaine puis entraînant la collision de la microplaque Adria avec l'Europe (figure 1.1.3). Cette collision se traduit par une superposition complexe de terrains. On observe principalement une zone externe formée d'unités de socle européen et une zone interne formée par les deux anciens océans séparés par un continent (figure 1.1.4).

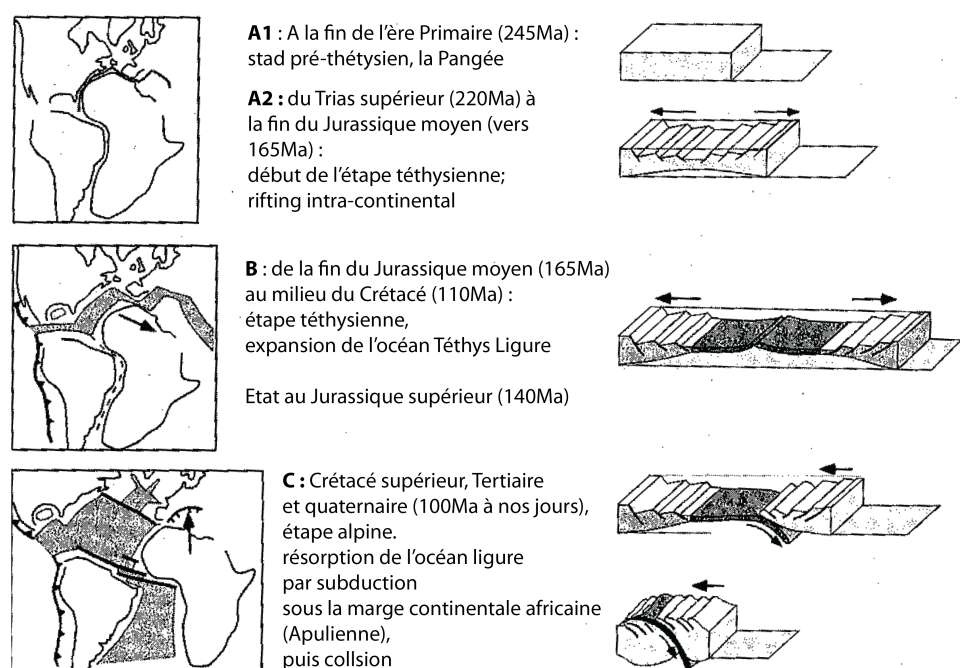


FIGURE 1.1.3: *Grandes étapes de l'évolution alpine de la Thétys à la subduction continentale. Modifié d'après Lemoine et al. (2000).*

Les Alpes sont donc formées d'unités structurales charriées les unes sur les autres. Ces unités sont séparées par de grandes zones de chevauchement telles que : (i) le chevauchement pennique frontal qui sépare les zones internes des zones externes, (ii) le chevauche-

1. IDENTIFICATION DES STRUCTURES TECTONIQUES

ment austro-alpin qui sépare les Alpes occidentales des Alpes centrales. Ces chevauchements sont ancrés profondément dans la croûte.

Tous ces évènements ont laissé leur marque sur une croûte hétérogène présentant d'importantes variations latérales (figure 1.1.5). L'histoire alpine a également laissé sa trace plus en profondeur avec un Moho, révélé par les profils ECORS et NFP-20 (Hirn et al., 1989; Pfiffner et al., 1988), qui plonge jusqu'à 55km constituant la racine de la chaîne. D'autre part, la limite lithosphère-asthénosphère est également plongeante sous les Alpes, marquant la subduction fossile. Ces structures seront étudiées plus en détail dans le chapitre suivant.

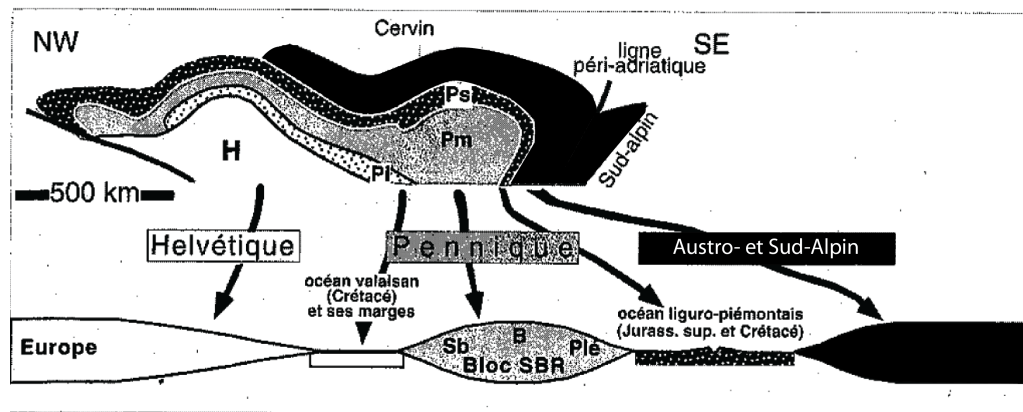


FIGURE 1.1.4: Schéma des subdivisions majeures des Alpes modifié d'après Lemoine et al. (2000). Coupe supérieure : superposition actuelle des unités tectoniques. Coupe inférieure : reconstitution au Jurassique.

1.2 L'avant-pays alpin

Deux structures liées à la formation des Alpes sont à prendre en compte : la nappe jurassique et le bassin molassique (figure 1.1.2). Il est nécessaire de déterminer l'ancrage en profondeur de ces structures a priori superficielles afin d'évaluer leur importance dans la modélisation.

Le Jura est localisé dans l'avant-pays alpin. C'est une ceinture sédimentaire de plus de 300 km de long et de quelques kilomètres d'épaisseur (2km dans le Jura interne) localisée au-dessus d'un niveau de décollement (évacorites triassiques). Une attention particulière

1.2 L'avant-pays alpin

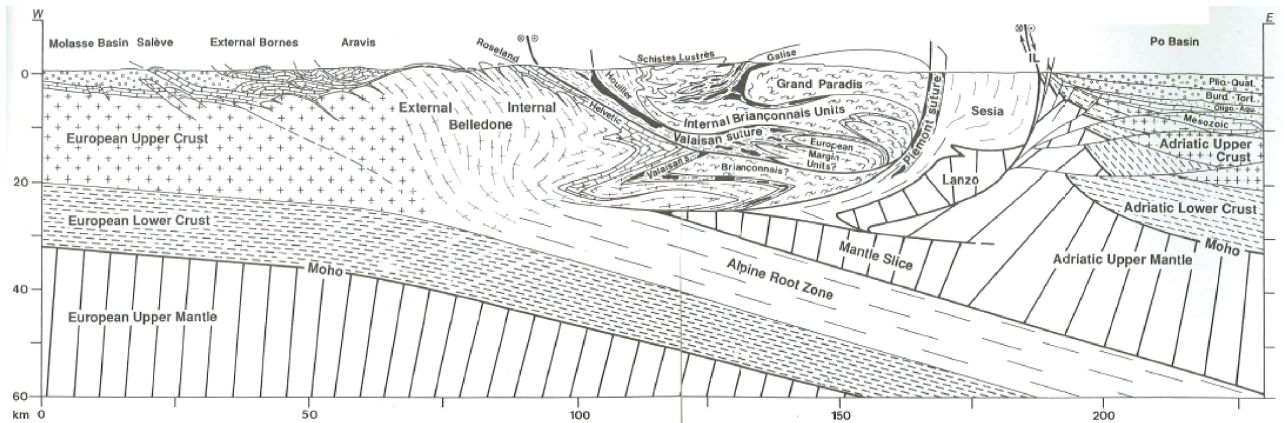


FIGURE 1.1.5: *Interprétation crustale du profil ECORS, modifié d'après Marchant (1993). La localisation du profil est indiquée dans la figure 1.1.2.*

est portée au Jura parce qu'il se trouve au centre de notre modèle et certains séismes de magnitude non négligeable s'y sont produit (Thouvenot et al., 1998).

Le Jura se déforme depuis le Miocène au-dessus d'un décollement généré par le dépôt d'évaporites au Trias. Jusqu'à 1 km d'évaporites se sont déposées (Sommaruga, 1999). La formation en arc du Jura est liée à cette distribution d'évaporites. Le Jura est caractérisé par la présence de grandes failles décrochantes orientées radialement par rapport à son axe. La question de l'enracinement de ces failles dans le socle, sous le niveau de décollement, est très débattue (Baize et al., 2011; Mosar, 1999; Sommaruga, 1999). Aucune réponse définitive n'a été pour l'instant apportée à ce point clé. La faille du Vuache a été très étudiée en raison du séisme de magnitude $M_l=5,3$ d'Annecy en 1996 qui s'y est produit. Il a été établi que le foyer de ce séisme se situe dans la couverture. D'un autre côté, des réinterprétations de lignes sismiques ont montré la présence d'une faille de socle sous la faille du Vuache (Baize et al., 2011). La connexion entre ces deux failles n'est cependant pas établie.

Le bassin molassique est un bassin d'avant-pays. Il s'étend sur 1000 km de long, du lac Léman à l'Autriche, et présente, au maximum, une largeur de 130 km en Bavière. Ce bassin s'est formé en réponse à la poussée et au soulèvement isostatique des Alpes qui a entraîné une flexure de la plaque européenne. Jusqu'à 6000 m de sédiments se sont déposés dans le bassin molassique (figure 1.1.6, Sissingh, 1998). De même que sous le Jura

1. IDENTIFICATION DES STRUCTURES TECTONIQUES

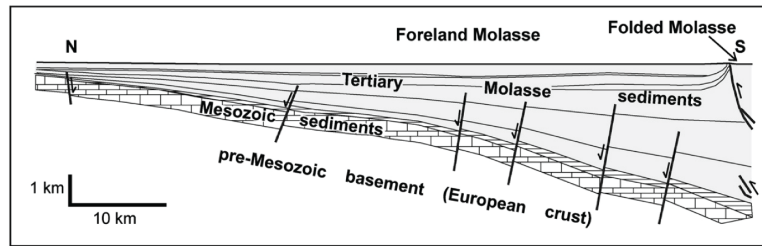


FIGURE 1.1.6: Profil N-S à travers le bassin molassique allemand, modifié d'après Reinecker et al. (2010). La localisation du profil est indiquée dans la figure 1.1.2.

un niveau de décollement d'évaporite est présent sous la molasse suisse. Par contre ce niveau est absent au niveau du bassin molassique en Allemagne (Reinecker et al., 2010). Cette différence pourrait expliquer pourquoi de larges anticlinaux sont présents dans la molasse suisse et non dans la molasse allemande. Ce bassin est profond et recouvre un socle peut perturbé. Sa principale trace se trouve dans la couverture sédimentaire.

1.3 Les fossés

L'ECRIS (European Cenozoic Rift System) est un système de fossés qui va de la mer Méditerranée à la mer du Nord (figure 1.1.7). La partie centrale de l'ECRIS est formée du fossé rhénan et du fossé bressan. Le processus de rifting a démarré à l'Eocène.

Le fossé rhénan est long de 300 km et large de 30 à 40km. Son évolution est contrôlée par un changement répété du champ de contrainte et par des structures crustales formées au Permo-Carbonifère (Schumacher, 2002). De grandes zones de faille orientées NE-SO à NNE-SSO ont été établies à ce moment là. Quatre phases peuvent être mises en évidence afin de définir le processus de rifting du fossé rhénan : (i) une phase à l'Eocène de décrochement sénestre le long des structures héritées qui a formé des sous-bassins séparés, probablement orientés NNE-SSO. (ii) Une phase principale de rifting à l'Oligocène. (iii) Une phase de décrochement dextre à la fin de l'Oligocène réactivant le centre du fossé. (iv) Une phase de décrochement sénestre depuis le Miocène surimposée sur le rifting Paléogène formant des bassins de coulissage sur les segments nord et sud du fossé.

Cette mise en place avec différents sous-bassins implique que l'épaisseur de sédiments est variable dans le bassin. Les failles issues du rifting sont ancrées profondément dans la

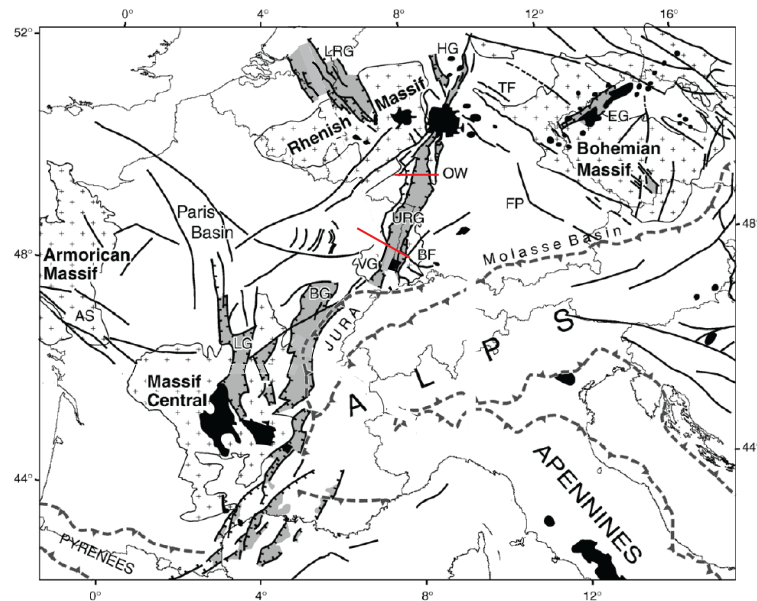


FIGURE 1.1.7: Localisation de l'ECRIS dans l'avant-pays alpin, modifié d'après Ziegler and Dèzes (2007). Les failles cenozoïques sont indiquées en noir et les sédiments reliés au rifting en gris. Les profils ECORS-DEKORP sont indiqués en rouge.

croûte (figure 1.1.8) et pourraient se prolonger jusque dans le manteau.

Le fossé de la Bresse est long de 200 km et large de 50 km en moyenne. Sur sa bordure est, la Bresse est chevauchée par le Jura. De même que le fossé rhénan son remplissage s'est effectué irrégulièrement. Des sous-bassins se sont formés le long de structures héritées. La Bresse a subi deux épisodes de subsidence : un à l'Eocène-Oligocène et le second à partir du Pliocène. Entre ces deux épisodes, un régime de compression E-W a dominé au Miocène. Sa formation est donc similaire à celle du fossé rhénan avec une évolution liée aux structures héritées et aux variations du champ de contrainte.

1.4 Synthèse

Le modèle géomécanique considéré est de taille 360*400*230 km. Seules les structures de taille lithosphérique sont à prendre en compte. L'échelle des structures étudiées est prise en compte afin de déterminer les structures à modéliser dans le domaine.

Les Alpes ont une structure marquée sur environ 100 km de large et jusqu'à la base de

1. IDENTIFICATION DES STRUCTURES TECTONIQUES

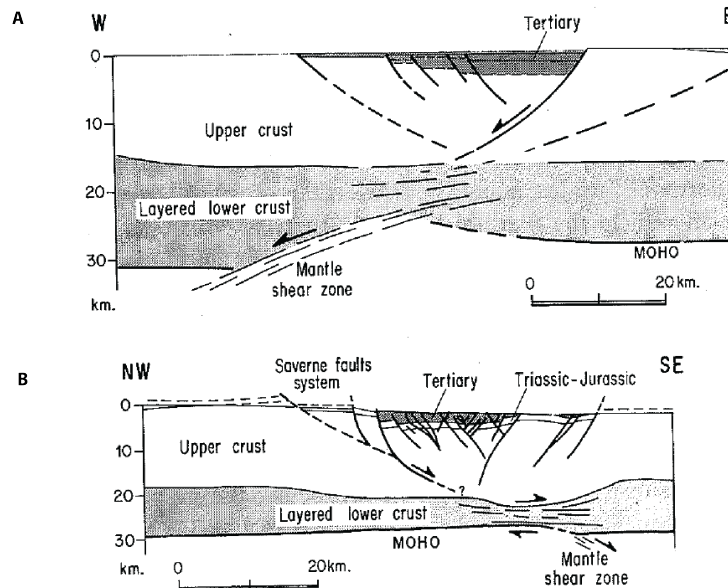


FIGURE 1.1.8: Coupes interprétées du fossé rhénan d'après les profils ECORS-DEKORP. La localisation des coupes est indiquée sur la figure 1.1.7. Modifié d'après Brun et al. (1992).

la lithosphère par des variations de profondeur des interfaces et par une croûte hétérogène. Dans le modèle nous traduirons cette structure complexe uniquement par les variations de la topographie, du Moho et de la limite lithosphère-asthénosphère. Pour être plus complet il faudrait déterminer une variation latérale de la densité et des paramètres élastiques dans la croûte. Cependant de telles variations seraient bien moins importantes que les variations au niveau des interfaces et seraient à prendre en compte sur un modèle plus local. En effet Masson et al. (2002) ont déterminé dans le massif du Mont-Blanc une variation de densité de $0,2 \text{ g.cm}^3$ entre les terrains les plus superficiels et la croûte profonde alors que le contraste de densité au Moho est de $0,6 \text{ g.cm}^3$, soit trois fois plus important.

Même si un niveau de décollement est avéré dans le Jura, la nappe jurassique n'a une épaisseur que d'environ 2 km, ce qui est négligeable devant un modèle de 230 km de profondeur. C'est pourquoi la structure jurassique ne sera pas introduite dans le modèle, qui ne prend en compte que les phénomènes plus profonds. D'autre part, les failles que nous voulons prendre en compte sont celles de taille lithosphérique, actives sismiquement. L'étude de la sismicité dans la section 3 mettra en évidence le fait que le système de failles jurassiques n'est pas une zone de sismicité majeure.

Le bassin molassique a une profondeur un peu plus importante, de 6 km au maximum. Cependant cela reste faible. La section suivante montrera que nous avons fait le choix de négliger l'impact des sédiments dans le modèle. Il n'est donc pas nécessaire de le prendre en compte.

Plus de 2000 m de sédiments se sont déposés dans les deux fossés (Sissingh, 1998) larges d'environ 40 km. Bien que cela soit important, c'est bien moins que dans le cas du bassin molassique. Le remplissage sédimentaire des fossés sera également négligé.

Par contre, la phase d'ouverture de ces fossés est susceptible d'avoir contribué à la mise en place de fractures dans le socle sous les sédiments. Cette fracturation pourrait se prolonger jusque dans le manteau. Si elle est présente, cette fracturation ne peut être négligée car, au vu de la taille de ces fossés, elle peut se manifester par une anisotropie des paramètres élastiques à l'échelle de la lithosphère.

1. IDENTIFICATION DES STRUCTURES TECTONIQUES

2

Les grandes interfaces structurales à l'échelle lithosphérique

Les différentes couches du système lithosphère-asthénosphère peuvent présenter différentes rhéologies. Si l'interface entre ces couches est plane cela ne va pas affecter les directions de contraintes dans la croûte. C'est pourquoi il est important de bien déterminer la géométrie des interfaces entre les différents niveaux.

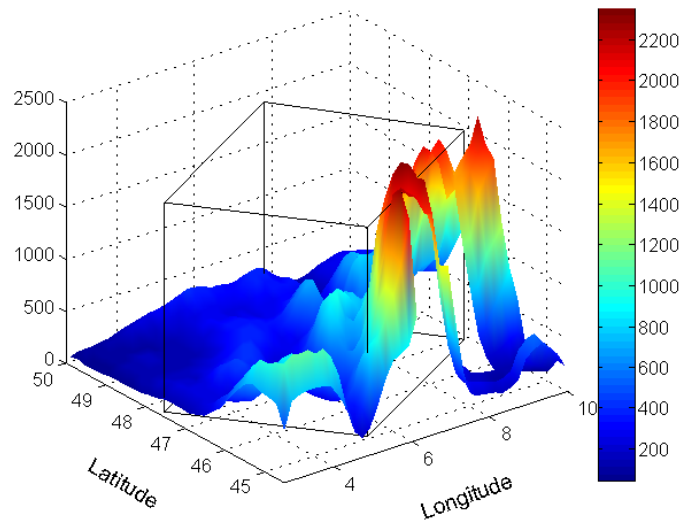


FIGURE 1.2.1: *Géométrie de la topographie. L'échelle verticale est en mètres. Le parallépipède indique la zone du modèle.*

Trois interfaces principales sont à prendre en compte : la topographie, le Moho délim-

2. LES GRANDES INTERFACES STRUCTURALES À L'ÉCHELLE LITHOSPHERIQUE

itant la croûte du manteau supérieur et la LAB (Lithosphere Asthenosphere Boundary) définissant la limite inférieure de la lithosphère.

2.1 La topographie de la surface libre

La question concernant la limite supérieure du modèle est quelle limite considérer. Deux interfaces sont à distinguer : la surface libre et la limite socle-sédiments. A priori, il paraît plus évident de considérer la géométrie de la surface libre. Cependant, les sédiments sont souvent découplés du socle (Cornet and Roeckel, 2012) et n'appliquent donc qu'une pression sur le socle. Il pourrait donc être intéressant d'utiliser cette dernière interface en y appliquant une pression lithostatique.

Afin de comparer les deux interfaces leur géométrie est déterminée. La topographie est obtenue à partir de données SRTM qui fournissent la géométrie de la surface à trois secondes d'arc près (figure 1.2.1).

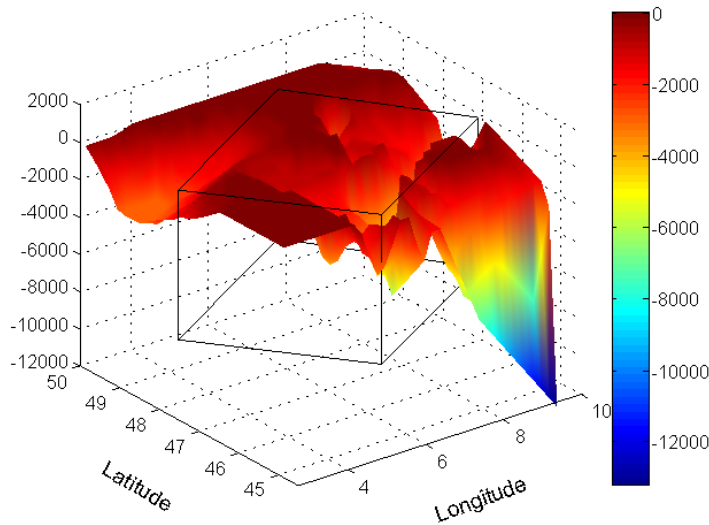


FIGURE 1.2.2: Géométrie du socle d'après une compilation de données (J.-B. Edel Hurtig et al., 1992; Valasek and Mueller, 1997). L'échelle verticale est en mètres. Le parallélépipède indique la zone du modèle.

La géométrie du socle est déterminée par une compilation de données (J.-B. Edel communication personnelle, Hurtig et al., 1992; Valasek and Mueller, 1997). Valasek and

Mueller (1997) détermine la profondeur du socle en Suisse dont les variations sont principalement dues au bassin molassique. La profondeur du socle dans le fossé rhéno-allemand, qui est une autre région de variations importantes, est fournie par J.-B. Edel. Le reste de la région est extrait de Hurtig et al. (1992) qui présente une carte du socle à grande échelle. La structure alpine est complexe aussi la profondeur du socle est fixée à 0 m, suivant Hurtig et al. (1992), à l'intérieur des Alpes. Ces trois zones sont interpolées afin d'obtenir la profondeur en tout point de la région (figure 1.2.2).

Les deux surfaces sont ensuite comparées (figures 1.2.1 et 1.2.2). On peut constater que les variations des deux interfaces sont similaires bien que de signe opposé. La topographie varie principalement au niveau des Alpes allant jusqu'à 4000 m tandis que la profondeur du socle plonge au niveau des bassins, notamment dans le bassin molassique. Cependant, ces variations, d'ordre kilométrique, sont négligeables devant les variations de profondeur des autres interfaces. Au lieu de considérer la géométrie du socle et d'appliquer une pression lithostatique au niveau des bassins, une couche uniforme est modélisée. Seule la géométrie de la surface libre sera donc considérée.

2.2 Le Moho

Le Moho est caractérisé par un contraste de densité ainsi qu'un contraste de vitesse des ondes sismiques. Il peut donc être déterminé par des méthodes sismologiques ou par gravimétrie.

Il existe plusieurs modèles de Moho sur la région alpine (Lefort and Agarwal, 2002; Lombardi et al., 2008; Tesauro et al., 2008; Thouvenot et al., 2007; Wagner et al., 2012; Waldhauser et al., 2002). La principale difficulté pour déterminer la profondeur du Moho dans les Alpes de l'ouest est le corps d'Ivrée qui se trouve dans le sud de cette région (Thouvenot et al., 2007). Ce corps d'Ivrée se traduit par une discontinuité du Moho avec d'une part une plongée du Moho européen et une remontée du Moho adriatique de l'autre côté. Cependant, la zone modélisée a été déterminée afin de ne pas avoir à prendre en compte cette structure.

A l'exception de cette zone où il existe des divergences les différents modèles montrent tous une plongée du Moho sous les Alpes. Le modèle EuCrust07 (Tesauro et al., 2008)

2. LES GRANDES INTERFACES STRUCTURALES À L'ÉCHELLE LITHOSPHERIQUE

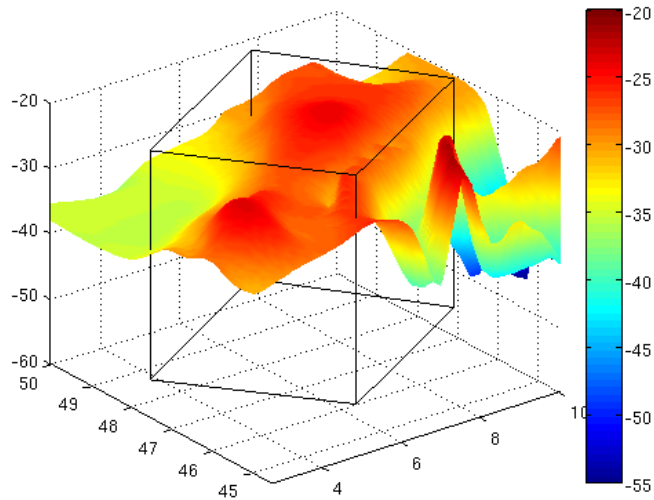


FIGURE 1.2.3: Le modèle de Moho *EuCrust07*. L'échelle verticale est en kilomètres. Le parallélépipède indique la zone du modèle.

qui couvre toute la zone étudiée montre un plongement du Moho jusqu'à environ une quarantaine de km (figure 1.2.3) alors que les autres modèles (Lombardi et al., 2008; Wagner et al., 2012; Waldhauser et al., 2002) montrent que le Moho plonge jusqu'à une cinquantaine de kilomètres (figure 1.2.4). Cependant ces derniers modèles sont des modèles locaux ou des résultats de fonctions récepteurs donc ponctuels et ne couvrent pas toute la zone d'étude. De tous ces autres modèles, le modèle de Wagner et al., le plus récent, est l'un des mieux défini et est assez bien centré sur la zone d'étude. Il est donc préféré aux autres.

Pour tenir compte de la haute résolution du modèle de croûte sur les Alpes, les deux modèles ont été fusionnés en utilisant le modèle de Wagner pour les Alpes et *EuCrust* dans le bassin parisien et le Massif Central où les variations de profondeur sont faibles (figure 1.2.5). La fusion des deux modèles est effectuée en interpolant les deux modèles autour de -28km (figure 1.2.6).

Sur le modèle final, on observe (figure 1.2.5) que la principale variation de profondeur du Moho est un plongement de 27 km à 55 km au centre des Alpes. Sur le reste de la zone le Moho varie peu, plongeant légèrement sous le Bassin parisien et remontant au niveau

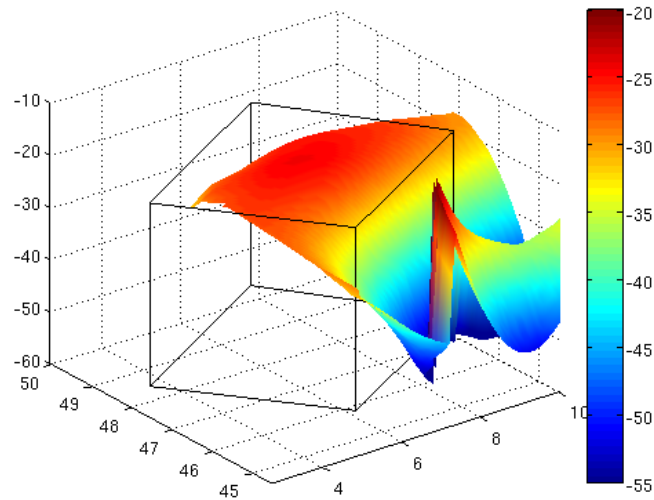


FIGURE 1.2.4: *Le modèle de Moho de Wagner et al.. L'échelle verticale est en kilomètres. Le parallélépipède indique la zone du modèle.*

du fossé rhénan.

2.3 La limite lithosphère-asthénosphère

La limite lithosphère-asthénosphère est la limite qui sépare la lithosphère mécaniquement rigide d'une couche inférieure plus faible. Il n'y a pas de manière directe de mesurer cette séparation. Cela a généré plusieurs définitions de la LAB qui dépendent de la technique utilisée pour mesurer sa profondeur (figure 1.2.7, Eaton et al., 2009).

Pour la profondeur de la LAB, le modèle généré est créé à partir du modèle de Plomerova and Babuska (2010). Plomerova and Babuska (2010) définissent la LAB comme un contraste d'anisotropie entre la lithosphère et l'asthénosphère. Ils traduisent cette anisotropie par un contraste de vitesse des ondes P. Pour calculer leur modèle, ils calent des profondeurs de référence à partir des modèles déterminés à l'aide des ondes de Rayleigh (Panza et al., 1980). Ensuite, ils déterminent des résidus sur le temps de trajet des ondes P corrigés des effets de croûte qui traduisent des variations d'épaisseur de lithosphère. Le modèle de profondeur obtenu est vérifié par les profondeurs obtenues avec les fonctions récepteurs (Geissler et al., 2010). Le modèle ainsi déterminé permet de déter-

2. LES GRANDES INTERFACES STRUCTURALES À L'ÉCHELLE LITHOSPHERIQUE

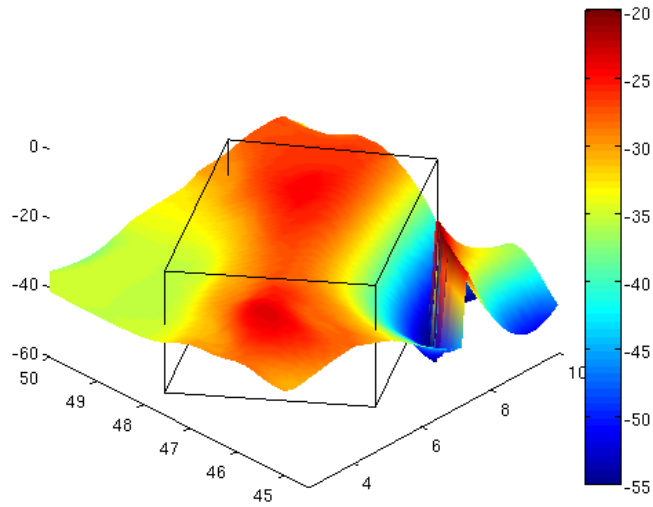


FIGURE 1.2.5: *Le modèle de Moho utilisé dans la modélisation. Le modèle de Wagner est complété par le modèle EuCrust dans l'ouest de la zone d'étude. L'échelle verticale est en kilomètres. Le parallélépipède indique la zone du modèle.*

miner les variations de grande longueur d'onde du LAB. Une étude récente sur la France utilisant les fonctions récepteurs (Beller, 2012) montre la même tendance de variation de profondeur. De plus, le modèle de Tesauro et al. (2009), déterminé à partir de l'isotherme 1200° , présente également les mêmes variations. La plongée alpine est plus faible mais Tesauro et al. (2009) reconnaissent que celle-ci est sous-estimée.

La LAB obtenue (figure 1.2.8) plonge largement sous les Alpes passant de 130 à 200 km. Elle remonte aussi au niveau du fossé rhénan et du nord-ouest du modèle jusqu'à 90 km. Il est à noter qu'il n'y a pas de lien étroit entre la profondeur du Moho et celle de la LAB (Beller, 2012).

2.4 Synthèse

La figure 1.2.9 montre les trois interfaces dans le référentiel du modèle. Pour chacune des interfaces, la variation la plus importante est due aux Alpes. Cependant, la principale structure est représentée par la LAB. La variation maximale de profondeur de celle-ci est de 110 km alors que la variation maximale de profondeur du Moho est de 27 km et celle

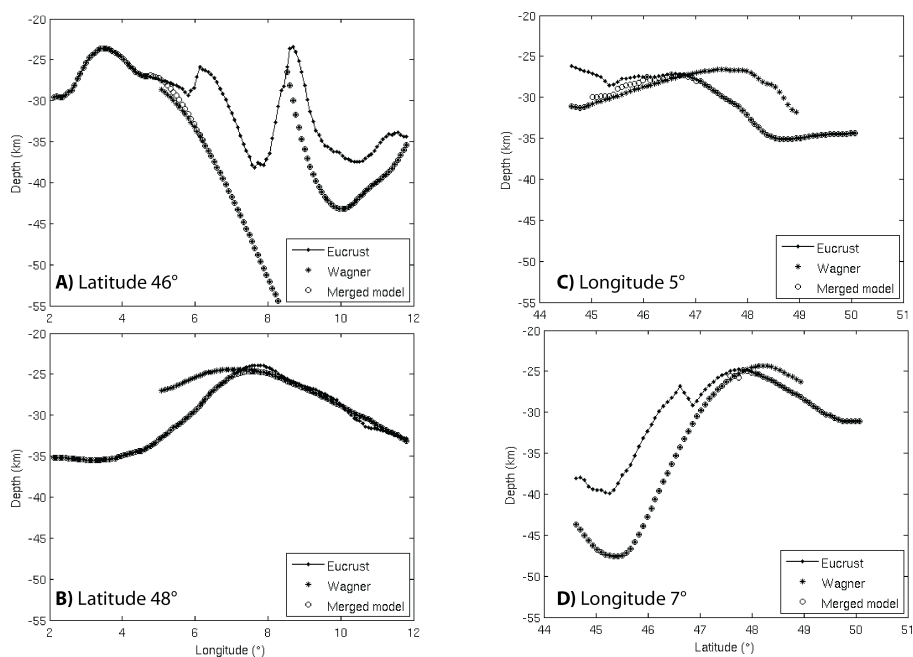


FIGURE 1.2.6: Comparaison des trois modèles de Moho : *EuCrust07*, *Wagner et al.* et le Moho fusionné à différentes latitudes et longitudes.

de la topographie de 4 km. Les variations des surfaces crustales sont négligeables devant celles de la LAB.

2. LES GRANDES INTERFACES STRUCTURALES À L'ÉCHELLE LITHOSPHERIQUE

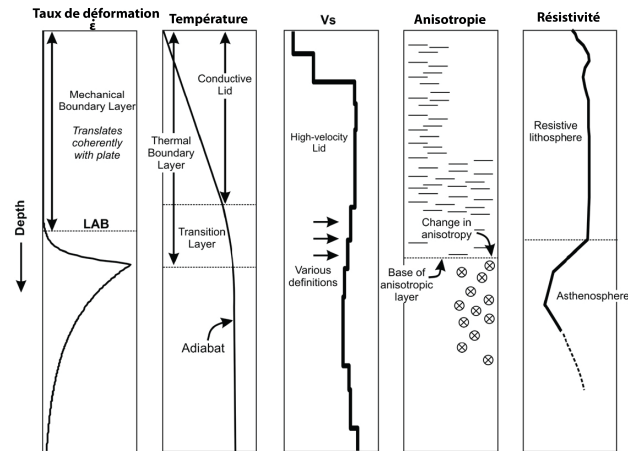


FIGURE 1.2.7: Les différentes définitions de la LAB, modifié d'après Eaton et al. (2009). La définition littérale de la LAB est une limite mécanique (gauche). La LAB coïncide avec le sommet d'une zone de découplage marquée par une augmentation du taux de déformation. La couche thermique limite qui contient un niveau conducteur et une zone de transition représente une région près de la surface où la température dévie de l'adiabat. Une zone à faible vitesse des ondes S est parfois détectée sous une couche supérieure à forte vitesse. La LAB peut aussi être corrélée à une extinction de l'anisotropie vers le bas ou à un changement de la direction d'anisotropie. Enfin la LAB électrique est marquée par une réduction significative de la résistivité électrique.

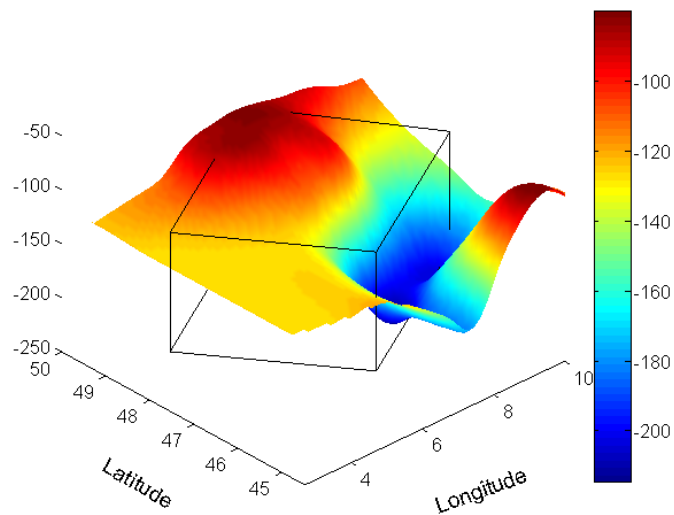


FIGURE 1.2.8: Géométrie du LAB utilisée dans le modèle. L'échelle verticale est en kilomètres. Le parallélépipède indique la zone du modèle.

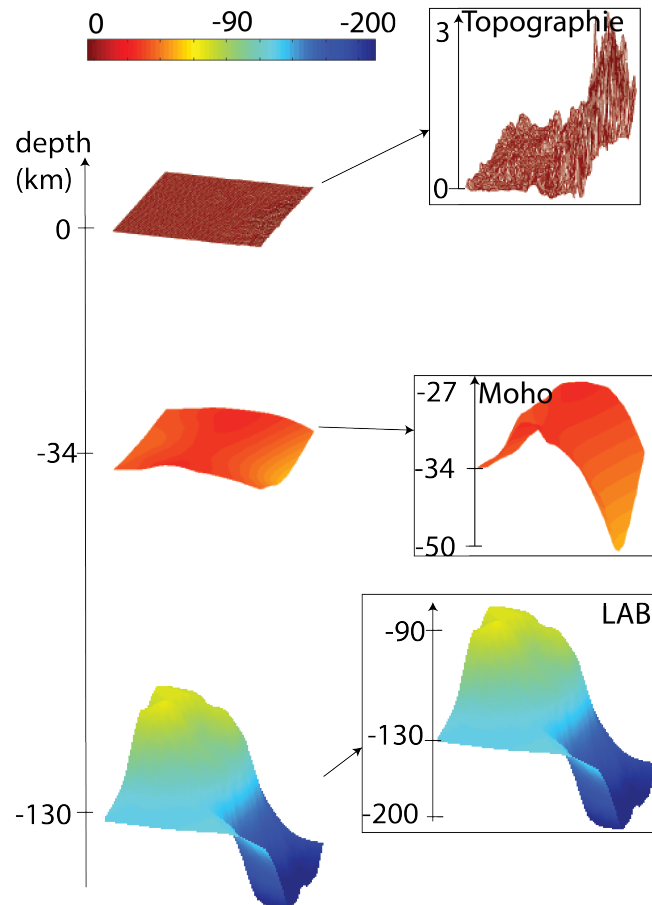


FIGURE 1.2.9: *Les interfaces du modèle. A gauche, les interfaces sont à la même échelle verticale. A droite des zooms sur chaque interface sont montrés afin d'observer les variations de ces surfaces. On peut noter que les variations de topographie sont négligeables devant celles des deux autres surfaces.*

2. LES GRANDES INTERFACES STRUCTURALES À L'ÉCHELLE LITHOSPHERIQUE

3

Etude de la sismicité

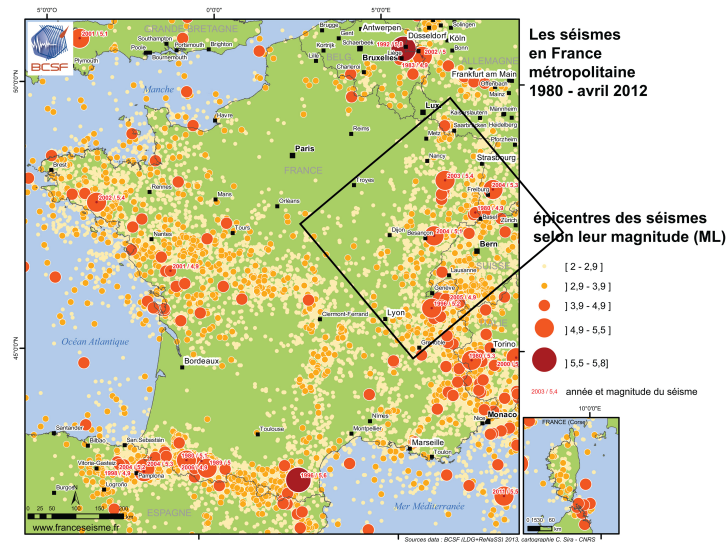


FIGURE 1.3.1: Sismicité instrumentale de la France métropolitaine. Seuls les événements de magnitude locale, M_L , supérieure à 2 sont tracés.

La sismicité du nord-ouest des Alpes est diffuse. La sismicité instrumentale est principalement constituée de séismes de magnitude locale inférieure ou égale à 5,5 (figure 1.3.1). Il est à noter que la région alpine est une des zones les plus sismiques de France. Le fossé rhénan est également assez actif. Néanmoins, toute la partie ouest du modèle présente une sismicité très faible voire inexistante. La sismicité instrumentale ne permet donc pas d'identifier de grandes structures qui pourraient générer des séismes de magnitude 7. Cependant, elle ne représente que 50 ans de données. Si en plus, la sismicité

3. ETUDE DE LA SISMICITÉ

historique est considérée il est possible de mieux qualifier la sismicité alpine. Grünthal and Wahlström (2012) ont récemment mis à jour un catalogue de sismicité européenne en utilisant la magnitude de moment M_w . La magnitude minimale de ce catalogue est la magnitude 3,5. Il a l'avantage de combiner différents catalogues nationaux ce qui est important pour la zone nord-ouest alpine qui est transnationale. De plus, il commence en l'an 1000 et va jusqu'à 2006, couvrant mille ans de données. Pour les séismes historiques, l'intensité est convertie en magnitude de moment suivant des relations qui dépendent des catalogues nationaux utilisés. La figure 1.3.2 résume la sismicité instrumentale et historique du nord-ouest des Alpes. Le séisme le plus important de la région est le séisme de Bâle en 1356. On observe également une zone de sismicité à l'intérieur des Alpes, dans la région du Valais ainsi que, en moindre part, dans le nord-est de la Suisse. Enfin le fossé rhénan et ses épaules sont également actifs mais beaucoup plus faiblement.

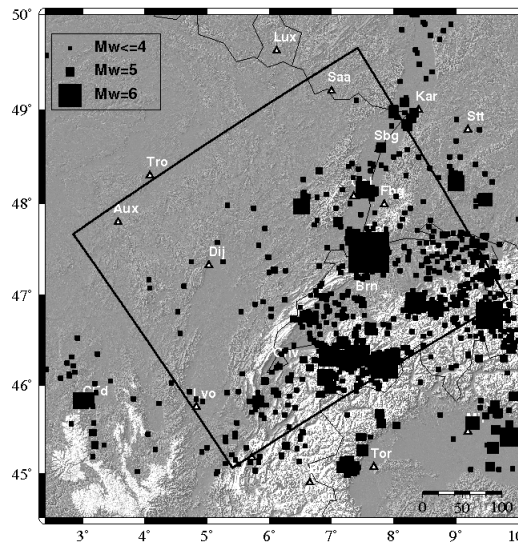


FIGURE 1.3.2: *Sismicité du nord-ouest des Alpes sur 1000 ans d'après Grünthal and Wahlström (2012). La limite inférieure de magnitude est $M_w=3.5$.*

Afin de mieux caractériser cette sismicité une carte d'énergie sismique a été calculée pour essayer d'identifier des structures. Cette carte a été générée dans le repère du modèle. Les cartes d'énergie ont l'avantage de prendre en compte la magnitude et permettent d'identifier les zones, si elles existent, où la sismicité est importante par sa quantité ou par sa magnitude pour de grandes durées (1000 ans). Elles montrent les zones qui se

déforment le plus. L'énergie est calculée par la relation de Gutenberg-Richter :

$$\log(E) = 1.5Mw + 11.8 \quad (1.3.1)$$

où l'énergie est exprimée en erg (10^{-7} joules). Des pixels de 5×5 km sont définis. L'énergie sismique de tous les séismes appartenant à un pixel est sommée. La figure 1.3.3 montre les résultats. Elle confirme ce qui avait été observé sur les cartes de sismicité. On peut vérifier que la sismicité est localisée dans le quart nord-est du modèle. D'autre part, il semble y avoir une structure sismique dans la zone de Sion qui pourrait correspondre au sillon valaisan.

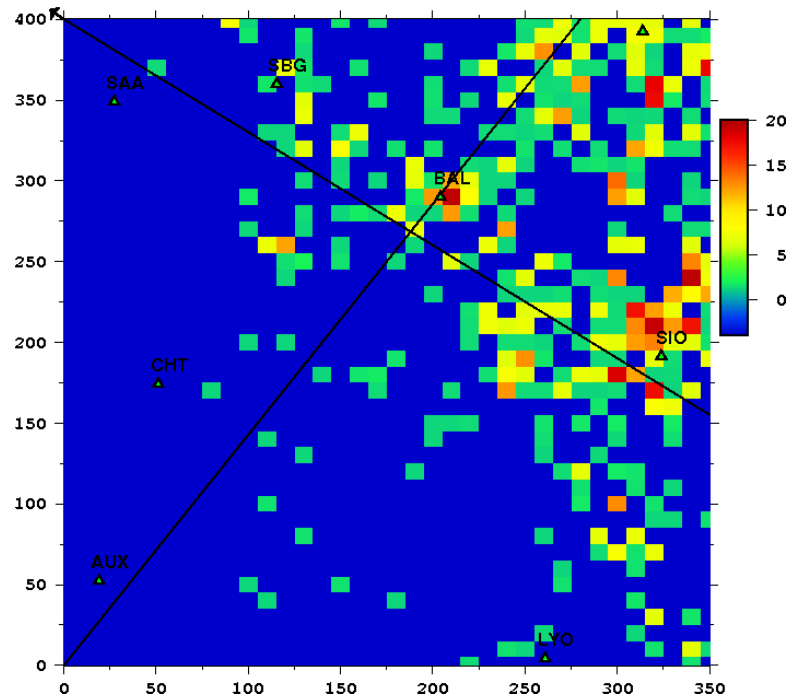


FIGURE 1.3.3: Logarithme de l'énergie sismique (en erg) par unité d'aire dans la zone du modèle. Les pixels sont de taille 5×5 km. Les lignes noires indiquent les directions N-S et E-O. Le Nord est indiqué par la flèche.

Afin de mieux définir la sismicité, le séisme de Bâle, le reste de la sismicité suisse et la sismicité du fossé rhénan sont étudiés plus en détail.

3. ETUDE DE LA SISMICITÉ

3.1 Le séisme de Bâle

Le séisme de Bâle a été très étudié (Fäh et al., 2009; Lambert et al., 2005; Meghraoui et al., 2001; Meyer et al., 1994). Sa localisation est estimée à 10 km au sud de Bâle et sa profondeur entre 10 et 20 km (Mayer-Rosa and Cadiot, 1979). Son intensité a atteint $I=10$, sur une échelle allant jusqu'à 12, dans la zone épacentrale (Meyer et al., 1994). Cela signifie que beaucoup de constructions se sont effondrées dans la zone épacentrale. Sa magnitude de moment a été récemment réévaluée par une étude multidisciplinaire à une gamme entre 6,7 et 7,1. Cependant, Grünthal and Wahlström (2012) l'estime à $M_w=6,6$. Comme c'est un séisme très ancien, il est difficile d'estimer son ampleur. Nous pouvons estimer avec une relative certitude que sa magnitude est supérieure à 6. Cela en fait le séisme le plus important de la zone.

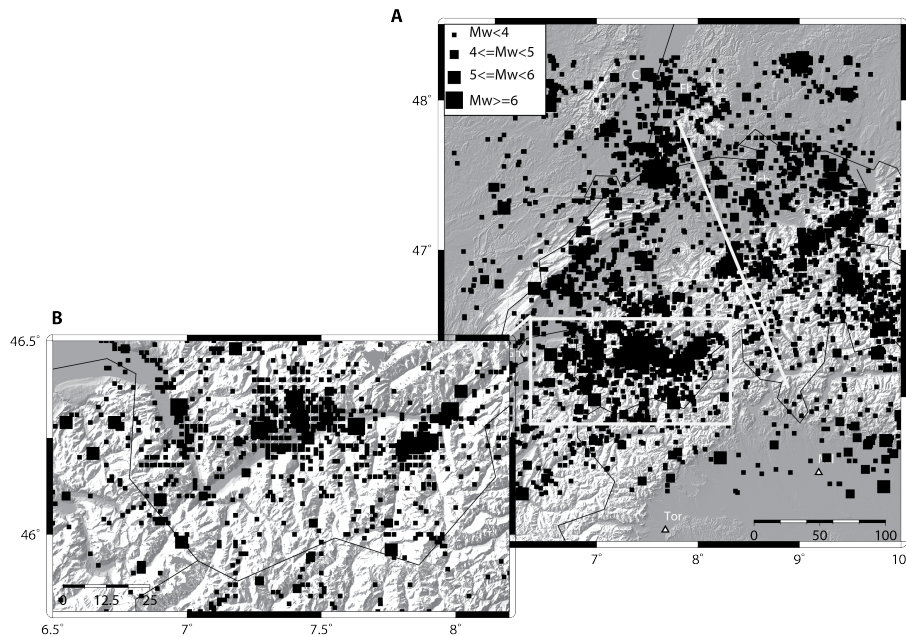


FIGURE 1.3.4: Sismicité de la Suisse d'après le catalogue ECOS. Le rectangle blanc indique la localisation du zoom sur le Valais (à gauche). La localisation de la figure 1.3.7 est indiquée par le trait blanc.

Un autre point surprenant pour un séisme de cette taille est que la faille sur laquelle il s'est produit n'est pas connue. Deux hypothèses existent la concernant. Meyer et al. (1994) estime que le séisme s'est produit sur une faille du socle jurassique orientée WSW-

ENE. Il estime qu'une telle faille n'est pas liée à la convergence Europe-Afrique et que le taux de glissement doit être très bas. Meghraoui et al. (2001) relie plutôt ce séisme à une faille NNE-SSW du fossé rhénan. Avec la gamme de magnitude estimée par Fäh et al. (2009), la longueur de rupture est de l'ordre de 30 à 50 km (Wells and Coppersmith, 1994). Il est donc surprenant que la faille à l'origine d'un séisme de magnitude si élevé ne soit pas identifiée avec certitude même si ce séisme est ancien.

La question que pose ce séisme est la possibilité d'occurrence d'un autre séisme d'une magnitude similaire ou supérieure ($M_w >= 7$) dans un tel contexte de sismicité intraplaque. Si oui sur quelle structure ce séisme pourrait-il se produire ?

3.2 Les autres séismes suisses

Pour étudier la sismicité suisse, le catalogue suisse ECOS est plus approprié car les magnitudes seront plus fiables et un travail important a été effectué pour convertir les intensités des séismes historiques en magnitude de moment (Fäh et al., 2011).

La carte de sismicité confirme les observations précédentes (figure 1.3.4). La sismicité majeure est localisée dans le sud de la Suisse dans la zone du Valais. La carte d'énergie sismique montre encore mieux cette localisation (figure 1.3.5). Un pic d'énergie est nettement visible dans la zone de Bâle ainsi qu'un alignement dans la zone du Valais. L'énergie est moins élevée autour de Bâle montrant que ce séisme est unique tandis que dans la zone du Valais on observe plusieurs événements de magnitude 6.

Le Valais semble donc une des zones actives du modèle et c'est une zone de faille longue de presque 100 km. D'autre part dans le prolongement du Valais, vers Grenoble, se trouve la faille de Belledonne. Cette faille n'a jamais généré de forts séismes mais tout un ensemble de petits événements allant jusqu'à une magnitude de 3,5 sur une cinquantaine de kilomètres (Thouvenot et al., 2003). C'est une faille décrochante dextre orientée $N36^\circ$. Ce mouvement décrochant dextre est cohérent avec les mécanismes au foyer déterminés dans la zone du Valais (figure 1.3.6). Il serait donc intéressant d'observer l'impact d'une structure Valais-Belledonne dans notre modèle afin de localiser la déformation.

Enfin, Deichmann (1992) a étudié la sismicité en Suisse et il a observé un approfondissement des hypocentres des séismes sous le Jura souabe et le bassin molassique

3. ETUDE DE LA SISMICITÉ

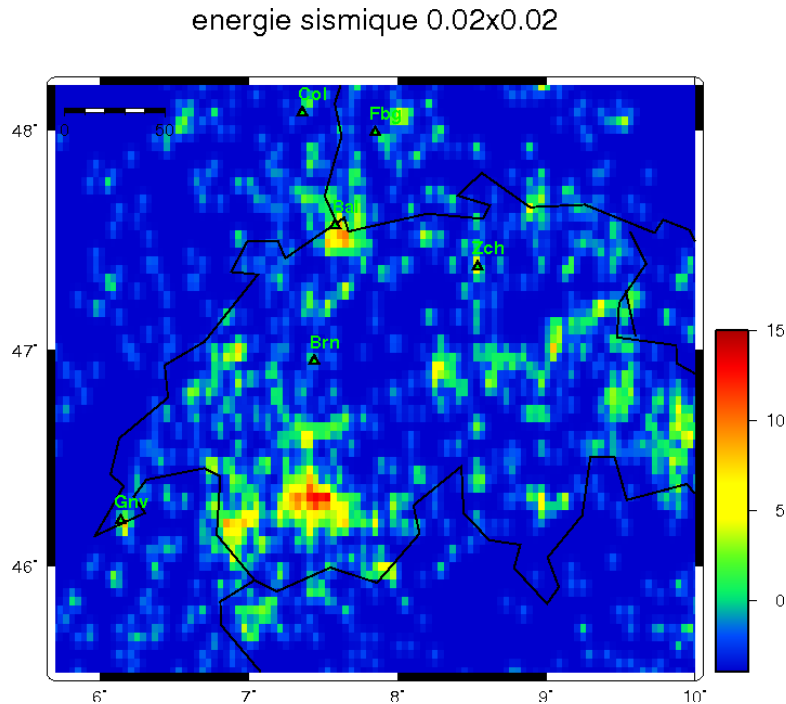


FIGURE 1.3.5: Logarithme de l'énergie sismique (en erg) par unité d'aire d'après le catalogue ECOS. Les pixels sont de taille $0,02 \times 0,02$ °.

(figure 1.3.7). Ces séismes se produisent jusqu'à une profondeur de 30 km c'est-à-dire jusqu'au Moho ce qui est assez surprenant. Deichmann (1992) émet l'hypothèse que la présence de fluide pourrait avoir décalé la transition cassant-ductile. Ce fait reste un point étonnant de la sismicité de la région qui n'est pas encore vraiment élucidé.

3.3 Le fossé rhénan

Le fossé rhénan est une des zones les plus actives de France. Cependant, sa sismicité reste faible avec des séismes de magnitude locale inférieure à 5,5 (figure 1.3.8). Il y a une nette différence entre le nord du fossé où la sismicité est faible et le sud où la sismicité est modérée. On peut d'autre part noter une sismicité marquée sur les épaules du fossé, en Forêt Noire, avec le séisme de Waldkirch (Häge and Joswig, 2009) et dans les Vosges avec la zone d'Épinal (Audin et al., 2002; Cara et al., 2005; Haessler and Hoang-Trong, 1985). Toute une succession de séismes a eu lieu, dans cette zone d'Épinal, avec un séisme à Remiremont en 1682 d'intensité 8 (dommages importants), un autre de magnitude

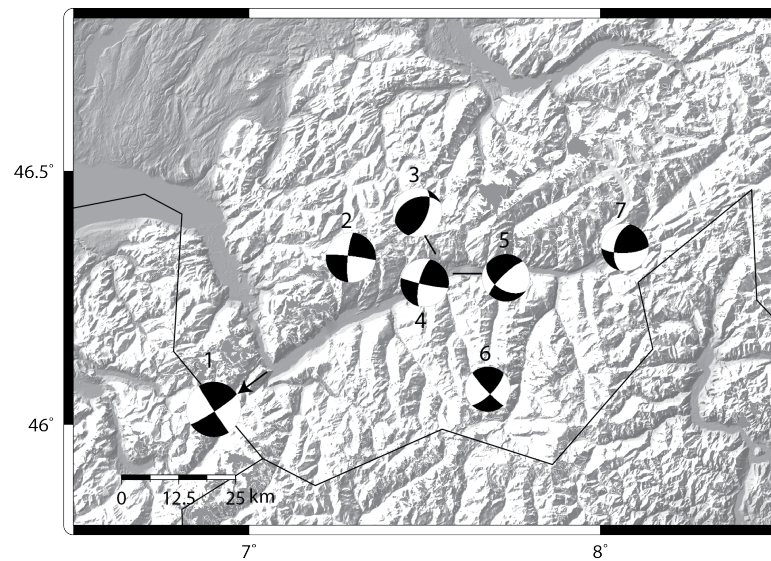


FIGURE 1.3.6: Mécanismes au foyer d'après Grellet et al. (1993) et Deichmann et al. (2006) représentatifs de la région du Valais. (1) 08/09/05 $Ml=4,9$ la flèche indique le plan de faille. (2) 26/09/81 $Ml=4,4$; (3) 24/10/65 $Ml=4,4$; (4) 29/07/54 $Ml=4,3$; (5) 18/08/70 $Ml=4,2$; (6) 15/02/86 $Ml=4$; (7) 23/03/60 $Ml=4,2$.

$Ml=4,5$ en 1984 et le séisme de Ramberviller $Ml=5,4$ en 2003. Le séisme de 1984 et ses répliques ont été relocalisés par Audin et al. (2002) qui a mis en évidence une circulation de fluide grâce à ces données. Même si ces répétitions d'évènements sont intéressantes les magnitudes sont trop petites pour affecter notre étude.

Enfin, Bonjer (1997) a également mis en évidence une variation de la profondeur de la sismicité à travers le fossé. La profondeur maximale des évènements varie de 10 km sous les Vosges à presque 30 km sous la forêt noire (figure 1.3.9). Cette étude confirme celle de Deichmann (1992) montrant une sismicité dans la croûte inférieure au niveau du Jura et du bassin molassique.

3. ETUDE DE LA SISMICITÉ

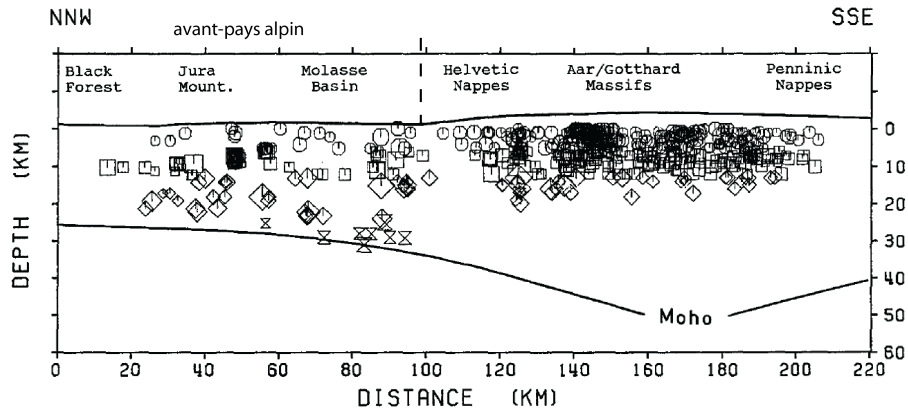


FIGURE 1.3.7: Projection des profondeurs focales d'événements en Suisse sur la période 1975-1990. L'orientation de la projection est indiquée sur la figure 1.3.4. Seuls les événements les plus fiables sont tracés. Modifié d'après Deichmann (1992).

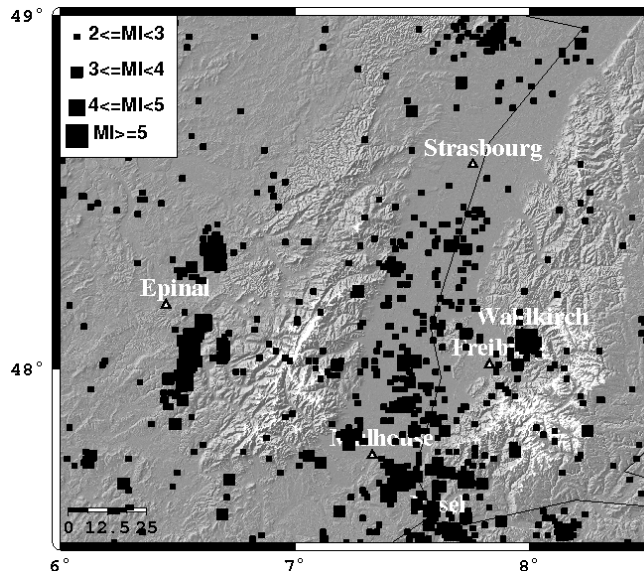


FIGURE 1.3.8: Sismicité du fossé rhénan d'après le catalogue du BCSF. La magnitude minimale est $M_I=2$.

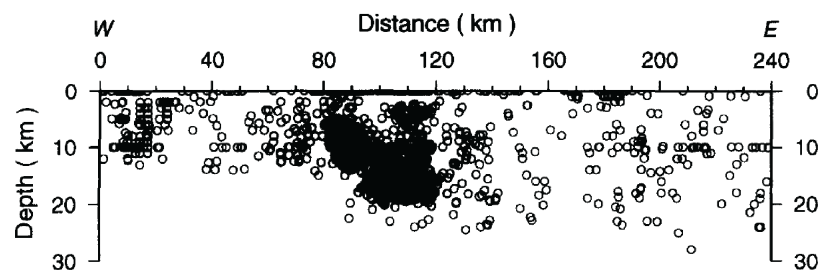


FIGURE 1.3.9: *Coupe des profondeurs focales d'évènements dans le fossé rhénan sur la période 1971-1994. La coupe est normale à l'azimuth du fossé. Modifié d'après Bonjer (1997).*

3. ETUDE DE LA SISMICITÉ

4

Rhéologie de la lithosphère de ce secteur

Rhéologie signifie littéralement l'étude des écoulements. C'est une branche de la physique qui traite des flux et des déformations en réponse à l'application d'une contrainte. La réponse à un chargement dépend à la fois de la roche étudiée et de processus extérieurs comme la pression, la température ou le temps (Ranalli, 1995). Nous étudierons le comportement rhéologique de la lithosphère et de l'asthénosphère ainsi que l'effet de cette rhéologie sur le champ de contrainte. Dans un premier temps nous nous intéresserons aux modèles élastiques, visqueux ou visco-élastiques c'est-à-dire aux réponses linéaires à un chargement. Puis nous étudierons la rhéologie plastique.

4.1 Les modèles visco-élastiques

Nous venons de voir que la réponse à un chargement dépend de l'échelle de temps considérée. Temporellement, on peut distinguer trois cas : la réponse instantanée, la réponse intermédiaire et la réponse à long terme. Ces trois échelles de temps impliquent donc des variations de réponse du système lithosphère-asthénosphère.

La réponse instantanée correspond à l'échelle de temps de propagation des ondes sismiques. A cette échelle de temps, la lithosphère et l'asthénosphère peuvent être considérées élastiques (figure 1.4.1).

La réponse intermédiaire correspond à l'échelle de temps du rebond post-glaciaire. A cette échelle de temps, l'asthénosphère est visqueuse et la lithosphère reste élastique

4. RHÉOLOGIE DE LA LITHOSPHERE DE CE SECTEUR

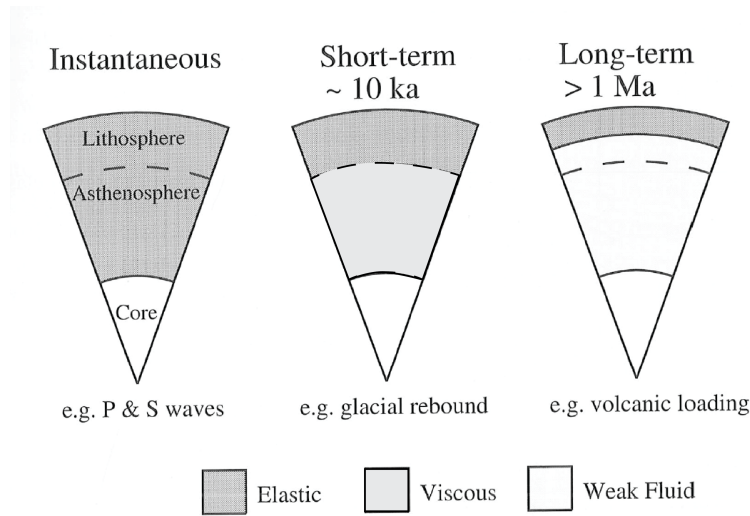


FIGURE 1.4.1: Schéma mettant en évidence comment les couches externes de la Terre réagissent à un chargement à différentes échelles temporelles. Modifié d'après Watts (2001).

(figure 1.4.1).

A long terme, ou échelle de temps géologique, seule la partie supérieure de la lithosphère est encore élastique et tout le reste est visqueux (figure 1.4.1).

Ces différences de comportement temporel signifient qu'en réalité, la lithosphère et l'asthénosphère sont visco-élastiques mais que leur temps caractéristique, le temps à partir duquel le régime continu est atteint, est différent. Donc le régime permanent intervient à des temps plus ou moins long.

Étudions d'abord ces trois comportements rhéologiques avant d'en déduire des implications pour notre modèle.

Considérons comment ces différentes rhéologies (élastiques, visqueuses ou visco-élastiques) se traduisent en terme de déformation en une dimension.

Le modèle élastique a un comportement assimilable à celui d'un ressort de raideur k (figure 1.4.2 A). Le déplacement est proportionnel à la force appliquée :

$$u = \frac{F}{k} \quad (1.4.1)$$

où k s'exprime en Pa.m.

Un fluide visqueux, quand à lui, peut être assimilé à un piston (figure 1.4.2 B). Il ne peut supporter de déviateur que pendant le processus de déformation. La force appliquée

est proportionnelle à la vitesse :

$$\dot{u} = \frac{F}{\eta} \quad (1.4.2)$$

où η est la viscosité exprimée en *Pa.s.m* du fluide et le point représente la dérivée temporelle du déplacement (i.e. la vitesse). Si une force constante F_0 est appliquée le déplacement s'exprime alors :

$$u = \frac{F_0}{\eta}(t - t_0) \quad (1.4.3)$$

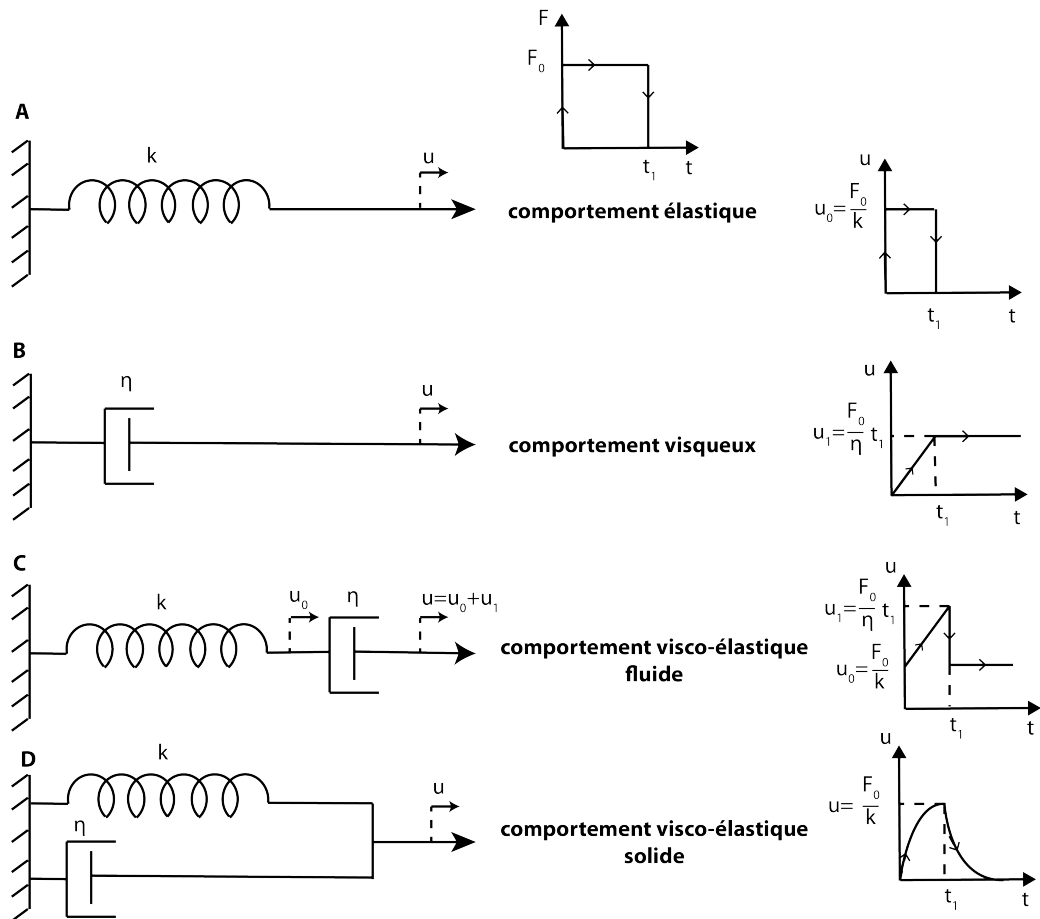


FIGURE 1.4.2: Les modèles équivalents en une dimension avec leur réponse à une sollicitation.

Il existe plusieurs modèles de matériaux visco-élastiques qui consistent en des combinaisons de ressorts et de pistons. Ils sont soit de type fluide soit de type solide. Un matériel

4. RHÉOLOGIE DE LA LITHOSPHERE DE CE SECTEUR

visco-élastique fluide ne peut pas supporter de déviateur si il est statique au contraire d'un matériel visco-élastique solide. Le modèle de Maxwell est un modèle visco-élastique fluide. Il consiste en un ressort et un piston en série (figure 1.4.2 C). La réponse instantanée de ce matériel est due au ressort et la réponse à long terme est due au piston. Dans un système en série les déplacements s'ajoutent. La relation entre la force et le déplacement peut donc s'écrire (d'après les équations 1.4.1 et 1.4.2) :

$$\dot{u} = \frac{\dot{F}}{k} + \frac{F}{\eta} \quad (1.4.4)$$

De la même façon que pour un comportement visqueux (équation 1.4.3) si une force constante F_0 est appliquée, le déplacement peut s'exprimer :

$$u = \frac{F_0}{k} + \frac{F_0}{\eta} * t \quad (1.4.5)$$

Si la viscosité du fluide est faible, la réponse du piston dominera très vite tandis que si la viscosité est élevée la réponse élastique durera plus longtemps.

Pour caractériser la réponse d'un matériel visco-élastique fluide, un temps caractéristique peut être défini :

$$\tau_m = \frac{\eta}{k} \quad (1.4.6)$$

Si le temps du système considéré est très supérieur au temps caractéristique alors le matériel peut être considéré comme visqueux. Sinon il peut être considéré comme élastique.

Le modèle de Kelvin est un modèle visco-élastique solide. Il est formé d'un ressort et d'un piston en parallèle (figure 1.4.2 D). Dans ce type de système ce sont les forces qui s'ajoutent. La relation force-déplacement s'écrit alors (d'après les équations 1.4.1 et 1.4.2) :

$$F = ku + \eta \dot{u} \quad (1.4.7)$$

Si une force constante est appliquée, le déplacement peut s'exprimer :

$$u = \frac{F_0}{k} \left(1 - \exp\left(-\frac{k}{\eta} t\right) \right) \quad (1.4.8)$$

Il n'y a pas de déformation résiduelle si suffisamment de temps s'est écoulé comme pour un modèle élastique mais le processus de chargement a dissipé de l'énergie contrairement à un modèle purement élastique.

Ces modèles équivalents permettent de définir des lois de comportement pour les matériels présentant ces rhéologies.

Revenons maintenant au système lithosphère-asthénosphère. Par analogie avec les modèles équivalents les relations déterminées précédemment peuvent s'appliquer. En divisant la force par la surface S sur laquelle cette force est appliquée, une contrainte est obtenue (exprimée en pascals) :

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (1.4.9)$$

De même, en divisant l'allongement (ou déplacement) par la longueur initiale l_0 on obtient une déformation (sans dimension) :

$$\varepsilon = \frac{u}{l_0} \quad (1.4.10)$$

On trouve ainsi d'après les équations 1.4.1, 1.4.2, 1.4.4 et 1.4.9, 1.4.10 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = \frac{\sigma}{E} \text{ milieu élastique} \\ \dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{\eta} \text{ milieu visqueux} \\ \dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\eta} \text{ milieu visco-élastique fluide} \\ \sigma = E\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon} \text{ milieu visco-élastique solide} \end{array} \right. \quad (1.4.11)$$

où E est le module d'Young exprimé en pascals et η la viscosité exprimée en pascals secondes.

La viscosité de l'asthénosphère a été établie par des études sur le rebond post-glaciaire (Fjeldskaar, 1994) ou même sur le superplume africain (Behn et al., 2004). Elle est de l'ordre de 10^{19} Pa.s. En utilisant un module d'Young de 150 GPa, on a d'après l'équation 1.4.6 : $\tau_m \approx 20 - 100$ ans. Or, nous nous intéressons à des échelles de temps de l'ordre du millier d'années, l'asthénosphère peut donc bien être considérée visqueuse.

Dans le cas de la lithosphère, si une valeur de viscosité est plus compliquée à déterminer, Watts (2001) indique que son temps de relaxation est de plusieurs millions d'années.

4.2 La plasticité

Jusqu'ici nous avons uniquement considéré des roches qui peuvent être chargées indéfiniment. En réalité ce n'est pas le cas. Il existe un seuil limite au-dessus duquel la roche casse ou flue.

La figure 1.4.3 représente la courbe contrainte-déformation d'une roche. Dans la première partie la roche est élastique. Puis, dans la seconde partie la rupture se produit. La roche rompt soit de manière fragile (figure 1.4.3 A) soit de manière ductile (figure 1.4.3 B). Le changement de comportement de fragile à ductile dépend de la température et de la pression. Dans la lithosphère il dépend donc de la profondeur (figure 1.4.5).

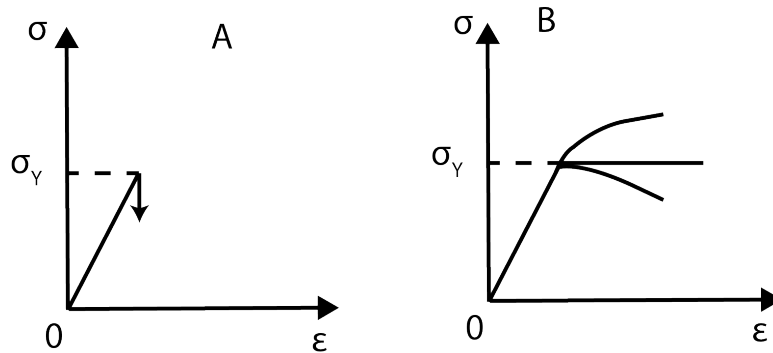


FIGURE 1.4.3: Courbe contrainte-déformation pour A) une rupture fragile et B) une rupture ductile.

Différents critères existent pour décrire la limite d'élasticité. Ces critères de rupture se présentent sous la forme d'une relation entre les contraintes principales. Si cette relation est satisfaite le matériel n'est plus élastique. Nous nous concentrerons sur deux critères : Mohr-Coulomb et Von Mises.

Coulomb a relié la contrainte cisillante causant la rupture à la contrainte normale au plan de faille par la relation :

$$|\tau| = \mu\sigma_n + S_0 \quad (1.4.12)$$

S_0 est la force cisillante inhérente de la roche (Jaeger and Cook, 1979), elle est appelée cohésion. μ est le coefficient de friction interne.

Cette loi de rupture peut également s'exprimer en fonction des contraintes principales ($\sigma_1 \leq \sigma_2 \leq \sigma_3$) en prenant comme convention des compressions négatives :

$$\sigma_1 - \sigma_3 \frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi} + 2S_0 \sqrt{\frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi}} = 0 \quad (1.4.13)$$

où ϕ est l'angle de friction interne, $\mu = \tan\phi$. On peut noter que ce critère ne tient pas compte de la contrainte principale intermédiaire σ_2 .

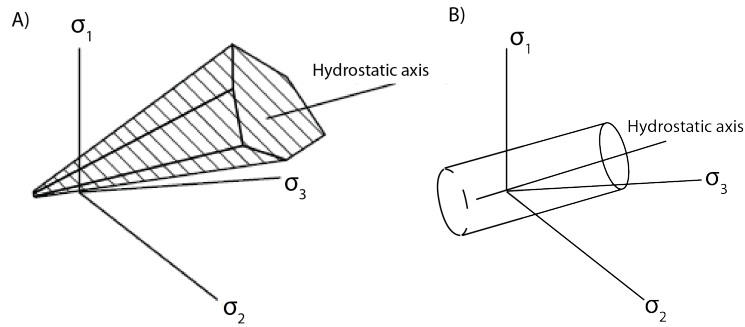


FIGURE 1.4.4: Surfaces de rupture dans l'espace des contraintes principales. A) Surface de rupture du critère de Coulomb. B) Surface de rupture du critère de Von Mises.

Le critère de Von Mises, lui, implique les trois contraintes principales. Il peut s'exprimer de plusieurs manières :

$$s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = \frac{2s_0^2}{3} \quad (1.4.14)$$

$$(\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 + (\sigma_1 - \sigma_2)^2 = 2\sigma_0^2 \quad (1.4.15)$$

avec, $s_i = \sigma_i - s = \sigma_i - \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$

Exprimé dans l'espace des contraintes principales, les deux critères représentent deux types de surface très différentes. Le critère de Coulomb correspond à une surface pyramidale tandis que le critère de Von Mises correspond à une surface cylindrique (figure 1.4.4). La forme pyramidale du critère de Coulomb montre que ce critère dépend de la contrainte sphérique ($\sigma_{spher} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}$). En effet, l'aire du polygone dans le plan de normale l'axe hydrostatique augmente avec cette contrainte sphérique. Par contre, pour le critère de Von Mises, cette surface reste constante montrant que ce critère ne dépend pas de la contrainte sphérique. Or, à haute contrainte sphérique et haute température, c'est-à-dire

4. RHÉOLOGIE DE LA LITHOSPHERE DE CE SECTEUR

à grande profondeur, la déformation plastique de la lithosphère est indépendante de la contrainte sphérique. L'utilisation du critère de Von Mises à faible profondeur (inférieure à une dizaine de kilomètres) pourrait être discutée mais nous étudions les phénomènes profonds, de grande échelle, c'est pourquoi nous utiliserons ce critère dans l'ensemble de la lithosphère.

4.3 Découplage des couches

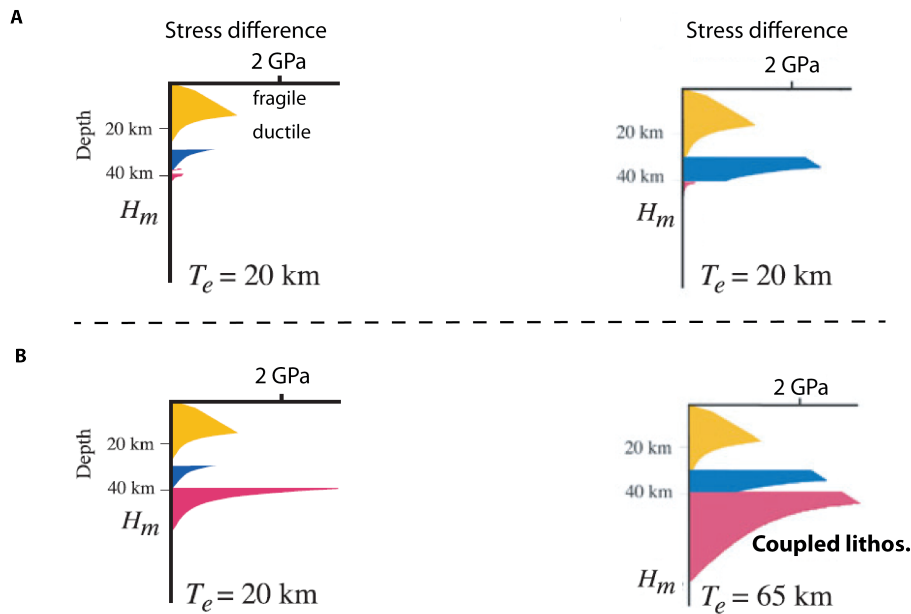


FIGURE 1.4.5: *Enveloppes de limite de rupture. Différents modèles de comportement de la lithosphères sont possibles. A : le manteau est faible. B : le manteau est fort. Modifié d'après Burov and Watts (2006).*

Nous avons établi que la lithosphère peut être considérée comme élastique (ou élasto-plastique) et l'asthénosphère comme visqueuse. Cela implique qu'il y a un découplage au niveau de la LAB. Un fluide statique ne pouvant pas supporter de cisaillement, seules les pressions sont transmises au niveau de la LAB. On pourrait considérer que l'asthénosphère soit en conditions stationnaires (flux dans l'asthénosphère du au rebond post-glaciaire de la Fennoscandia par exemple) ce qui impliquerait un cisaillement à la base de la LAB. Nous n'avons pas pris en compte ce phénomène mais il pourrait être étudié ultérieurement.

Considérons maintenant les couches de la lithosphère. Nous avons vu précédemment que la lithosphère dans son ensemble peut être considérée comme élastique. Cependant la plupart des modèles existants considèrent le Moho comme une interface de découplage entre la croûte et le manteau (figure 1.4.5). En réalité la lithosphère est constituée de trois couches : la croûte supérieure, la croûte inférieure et le manteau lithosphérique. Ces trois couches peuvent avoir des comportements rhéologiques différents.

Deux modèles principaux existent concernant le comportement à long terme de la lithosphère. Burov and Diament (1995) ont établi un modèle dans lequel le manteau est mécaniquement fort et le couplage croûte-manteau dépend du comportement de la croûte inférieure (figure 1.4.5 A). Ils ont établi une relation entre l'âge thermal de la lithosphère (i.e. l'âge du dernier évènement thermal de grande échelle, ici la phase alpine) et l'épaisseur de la croûte qui détermine si la croûte et le manteau sont couplés ou non (figure 1.4.6). Ce modèle montre que ce sont principalement les cratons qui sont couplés. Suivant ce modèle la lithosphère alpine devrait être découplée.

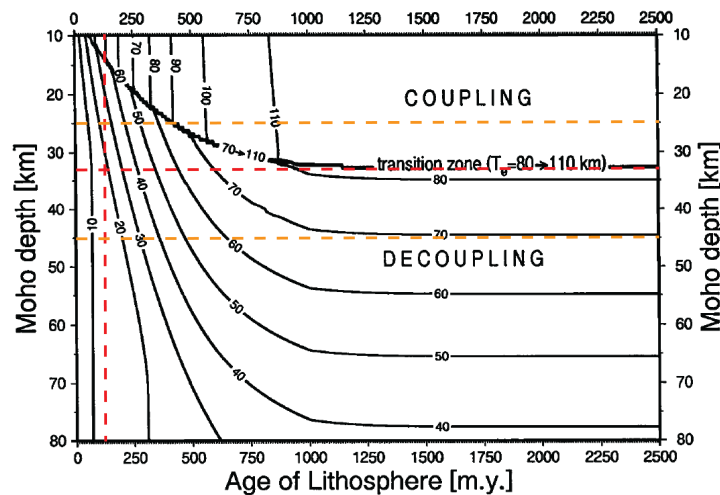


FIGURE 1.4.6: *Dépendance du couplage croûte-manteau en fonction de l'âge thermal de la lithosphère (i.e. âge du dernier évènement thermal de grande échelle) et de la profondeur du Moho. Modifié d'après (Burov and Diament, 1995). En rouge l'âge thermal de la lithosphère alpine et la profondeur moyenne du Moho. En orange les profondeurs extrêmes du Moho dans la zone modélisée. Dans tous les cas la croûte et le manteau sont découplés.*

Jackson (2002) a mis en doute ce modèle basé sur des observations de profondeur de séismes qui montrent que les séismes ne se produisent que dans une seule couche. Il a

4. RHÉOLOGIE DE LA LITHOSPHERE DE CE SECTEUR

donc proposé un modèle dans lequel le manteau est faible. Dans ce modèle la croûte et le manteau sont toujours découplés (figure 1.4.5 B).

Quel que soit le modèle envisagé, la croûte et le manteau seraient donc découplés. Cependant, ces modèles concernent des échelles de temps longues, de l'ordre du million d'années. A l'échelle du chargement gravitaire alpin il est possible que la croûte et le manteau soient couplés. Les deux cas ne peuvent pas être négligés et devront être pris en compte.

5

Conclusion

Cette partie a montré l'influence de l'orogène alpin jusqu'à la base de la lithosphère à travers :

- des hétérogénéités crustales.
- une variation de la géométrie de la topographie de l'ordre de 2 km.
- une variation de la géométrie du Moho d'environ 20 km.
- une variation de la géométrie de la LAB d'environ 70 km.
- une sismicité concentrée dans la partie alpine de la lithosphère.

Plusieurs hétérogénéités crustales ont été mises en évidence, liées aux Alpes ou aux bassins. Cependant le choix a été fait de les négliger puisque la modélisation est à l'échelle lithosphérique, de l'ordre de la centaine de kilomètres, et ces hétérogénéités n'auraient qu'un effet local. Seuls les fossés rhéno-bressan pourraient avoir un impact de par une anisotropie des paramètres élastiques liée à la fracturation du socle lors du rifting.

Une étude de la sismicité a mis en évidence une zone de faille dans le Valais qui pourrait se prolonger vers Grenoble. Si une faille lithosphérique sismiquement active existe dans la région c'est à cet endroit qu'elle est localisée.

Il a été montré que la rhéologie de l'asthénosphère est visco-élastique fluide. Pour la lithosphère des rhéologies élastiques ou elasto-plastiques seront considérées.

Les figures 1.5.1 et 1.5.2 récapitulent les structures à modéliser ainsi que les conditions aux limites. On y note, une fois encore, la domination de la variation de géométrie de la LAB.

5. CONCLUSION

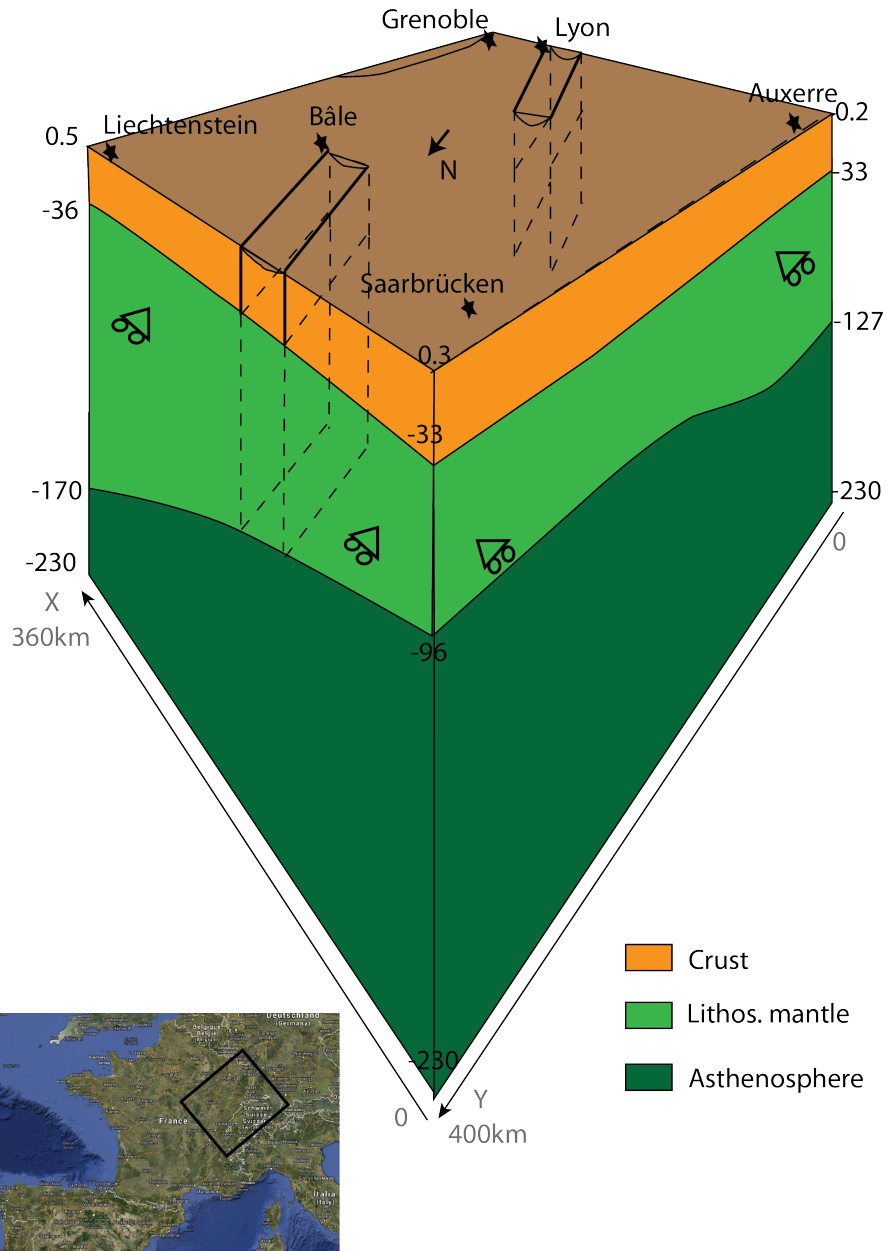


FIGURE 1.5.1: Le modèle à l'échelle avec toutes les structures à prendre en compte vu depuis le nord.

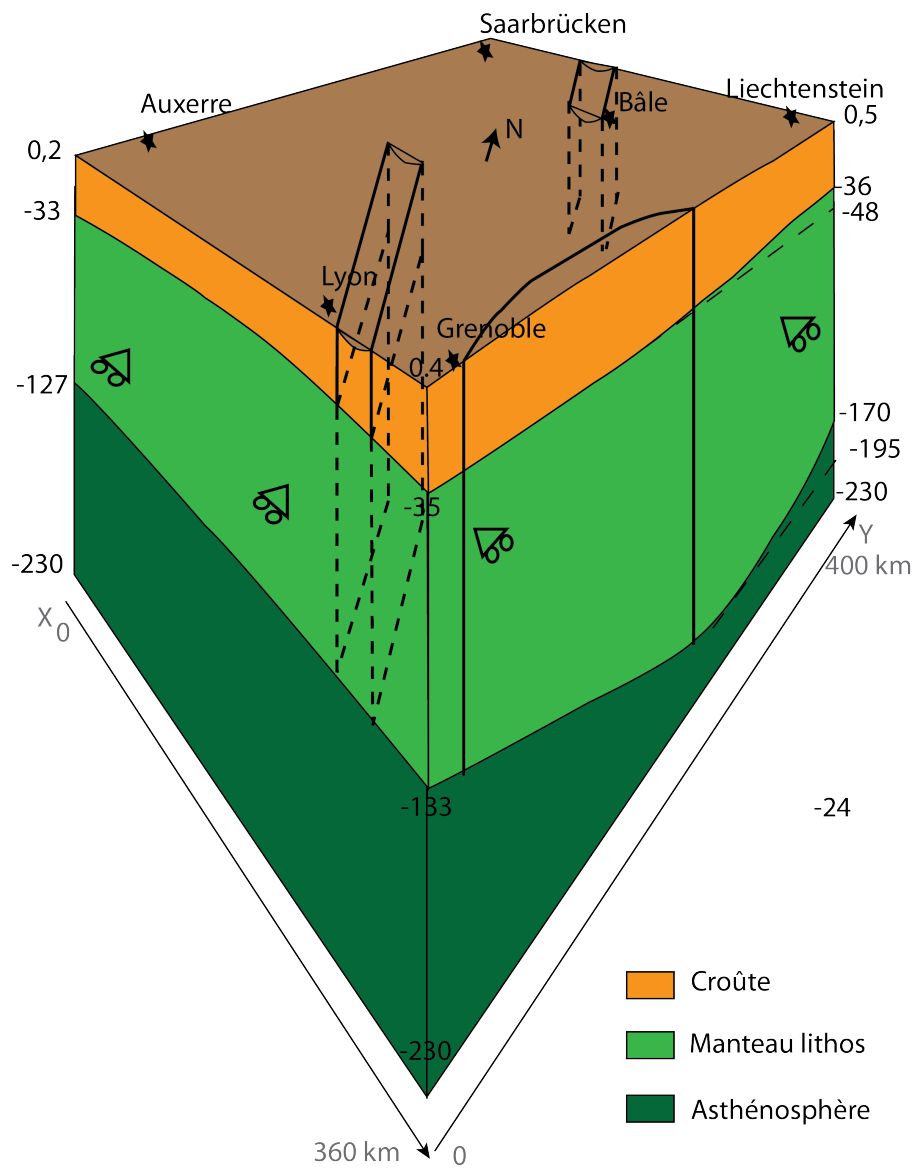


FIGURE 1.5.2: Le modèle à l'échelle avec toutes les structures à prendre en compte vu depuis le sud.

5. CONCLUSION

Deuxième partie

Etude du champ de contraintes

1

Les mesures directes

Dans un premier temps, il est nécessaire de compiler les données de contrainte disponibles sur le secteur et leur type. Le catalogue de la World Stress Map (Heidbach et al., 2008) permet cette compilation. La figure 2.1.1 montre toutes les données disponibles. D'une

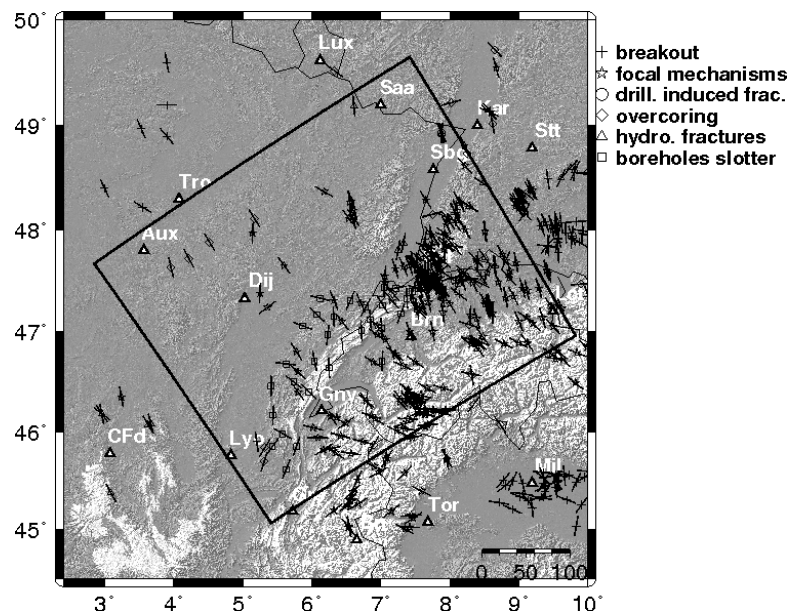


FIGURE 2.1.1: Orientation de la contrainte maximale horizontale.

part, il y a très peu de données dans l'ouest du domaine. D'autre part, la plupart d'entre elles sont superficielles. Or dans de nombreux cas les terrains sédimentaires sont découplés du socle (Cornet and Roeckel, 2012) et nous nous intéressons au champ de contrainte à profondeur sismogénique donc non superficiel. La profondeur de l'interface socle-sédiment

1. LES MESURES DIRECTES

a été déterminée par compilation de plusieurs données (section 1, chapitre 2). C'est une détermination à grande échelle donc il est possible que des variations locales ne soient pas notées. Cependant, cela donne une idée du nombre de données se trouvant dans les sédiments donc non utilisables pour notre étude. La figure 2.1.2 montre les données se trouvant dans le socle, données provenant des mécanismes au foyer non incluses. On observe qu'il ne reste presque plus de mesures utilisables. Afin d'être sur de ne conserver que des données dans le socle, seules les mesures provenant des forages profonds sont utilisées. C'est-à-dire les directions et magnitudes déterminées à Soultz, Bâle et Urach sont utilisées (figure 2.1.2; Blumling et al. (1983); Cornet et al. (2007); Valley and Evans (2009)). L'orientation et la magnitude des contraintes principales en ces trois sites sont étudiées plus en détail dans les paragraphes suivants.

1.1 Champ de contrainte à Bâle

Un projet d'usine géothermique a été développé à Bâle (Deep Heat Mining project). Dans ce but un puits de 5 km de profondeur a été foré en 2006.

Les directions de contraintes horizontales ont pu être déterminées à l'aide des images acoustiques du puits. Ces images montrent l'orientation de « breakout » parallèles à la direction de la contrainte minimale horizontale. Cependant, comme aucun test hydraulique n'a été effectué il n'existe pas de mesure quantitative des magnitudes des contraintes principales (Häring et al., 2008).

Une des directions de contrainte est verticale. La contrainte maximale horizontale est orientée $N144^\circ \pm 14^\circ$ (Valley and Evans, 2009). La contrainte horizontale minimale est donc orientée $N54^\circ \pm 14^\circ$.

La magnitude de la contrainte verticale est estimée égale au poids des terrains, ce qui donne :

$$S_V = 0,0249z \quad (2.1.1)$$

avec z en m et S_V en MPa.

Des bornes peuvent être placées sur la magnitude des contraintes horizontales. Le

régime de contrainte dans la région de Bâle est en décrochement donc on a :

$$S_H \geq S_V \geq S_h \quad (2.1.2)$$

où S_H est la contrainte horizontale maximale et S_h la contrainte horizontale minimale.

D'autre part, la contrainte minimale horizontale est supposée supérieure à la pression maximale atteinte pendant la stimulation, soit : $S_h \geq 74MPa$ au fond du puits. En supposant une contrainte nulle en surface cela donne un gradient de :

$$S_h \geq 0,017z \quad (2.1.3)$$

De même, d'après l'une des deux inégalités 2.1.2 on a :

$$S_h \leq 0,0249z \quad (2.1.4)$$

Enfin, Häring et al. (2008) ont borné la contrainte maximale horizontale en considérant les limites des contraintes *in situ* à partir de la force de friction des failles. Pour un coefficient de friction μ compris entre 0,6 et 1 on a, en fond de puits :

$$255MPa \geq S_H \geq 160MPa \quad (2.1.5)$$

Ce qui donne un gradient de :

$$0,052z \geq S_H \geq 0,032z \quad (2.1.6)$$

Ces valeurs sont incertaines et ne donnent qu'un ordre de grandeur du gradient de contrainte avec la profondeur.

1.2 Champ de contrainte à Soultz

Le site géothermique de Soultz-sous-forêt est étudié depuis plus de 20 ans. Quatre puits ont été forés, dont le dernier jusqu'à 4985 m. Plusieurs tests hydrauliques ont été effectués à Soultz. Ces tests ainsi que les directions des fractures induites ont permis de bien contraindre le champ de contrainte (Cornet et al., 2007). Il a ainsi été déterminé qu'une des contraintes principales est verticale. Sa magnitude n'a pas été mesurée mais elle est estimée égale au poids des terrains (Cornet et al., 2007; Valley et al., 2007) soit :

$$S_V = 33,8 + 0,0255(z - 1377) \quad (2.1.7)$$

1. LES MESURES DIRECTES

avec z en m et S_V en MPa.

Valley et al. (2007) estiment le niveau d'incertitude sur cette mesure à $\pm 2MPa$.

La contrainte maximale horizontale est orientée $N170^\circ \pm 10^\circ$. Cela signifie que la contrainte minimale horizontale est orientée $N80^\circ \pm 10^\circ$. Le rapport entre la contrainte minimale horizontale et la contrainte verticale est estimé à (Cornet et al., 2007) :

$$\frac{S_h}{S_V} = 0,54 \quad (2.1.8)$$

Ce qui permet d'estimer la magnitude de la contrainte minimale horizontale à

$$S_h = 0,0138z - 0,71 \quad (2.1.9)$$

La magnitude de la contrainte maximale horizontale n'a pas pu être déterminée avec précision. Elle est estimée être dans le domaine (Cornet et al., 2007; Valley et al., 2007) :

$$0,9S_V \leq S_H \leq 1,1S_V \quad (2.1.10)$$

Cela signifie que la contrainte maximale horizontale et la contrainte verticale sont sub-égales.

1.3 Champ de contrainte à Urach

Un puits profond de 4,5 km a été foré à Urach et est étudié depuis 30 ans. L'analyse des « breakout » a permis de déterminer l'orientation des contraintes horizontales. La contrainte maximale horizontale est orientée $N173^\circ \pm 10^\circ$ (Blumling et al., 1983) ce qui implique que la contrainte minimale horizontale est orientée $N83^\circ \pm 10^\circ$.

La région d'Urach est en régime décrochant ce qui implique :

$$S_H \geq S_V \geq S_h \quad (2.1.11)$$

D'autre part la magnitude des contraintes a été estimée à (McDermott et al., 2005) :

$$\begin{cases} S_H = 0,033z \\ S_h = 0,0144z \\ S_V = 0,0266z \end{cases} \quad (2.1.12)$$

1.3 Champ de contrainte à Urach

Les forages profonds permettent donc de déterminer l'orientation des contraintes principales à 10° près. Même si le tenseur global du champ de contrainte n'est pas parfaitement connu, la magnitude des contraintes principales peut être bornée.

L'autre type de données de contraintes disponible en profondeur provient des mécanismes au foyer. La plupart des données obtenues à l'aide des mécanismes au foyer dans la région le sont en assimilant les directions de contrainte aux axes P et T des mécanismes au foyer. Cependant, McKenzie (1969) a montré que la seule information que l'on puisse obtenir d'un mécanisme au foyer est que la direction de contrainte maximale se situe dans le quadrant de compression. Il est donc préférable de déterminer les directions de contrainte à l'aide d'inversions qui contraignent mieux les résultats. Le chapitre suivant traite de méthodes pour obtenir des directions de contrainte à partir des mécanismes au foyer et de la détermination de zones de confiance. Une fois la meilleure méthode sélectionnée, elle pourra être appliquée sur les données disponibles.

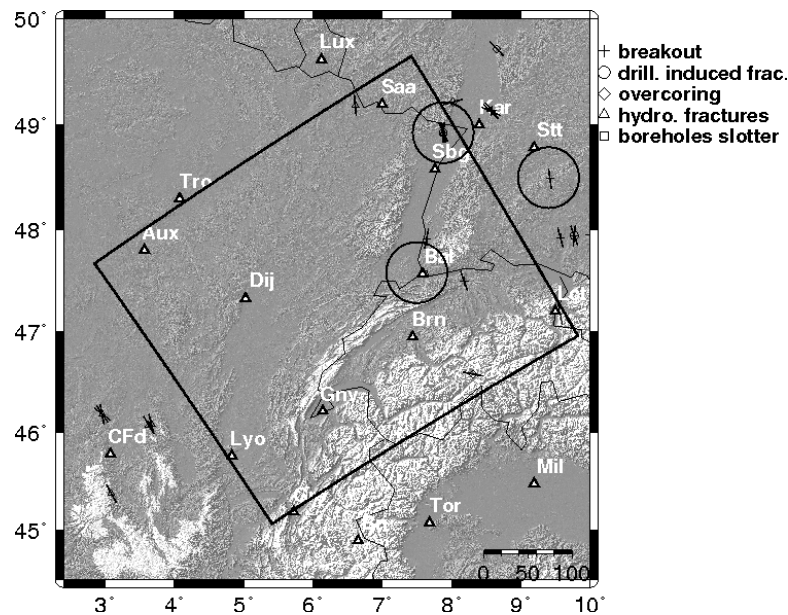


FIGURE 2.1.2: Orientation de la contrainte maximale horizontale pour les données se trouvant dans le socle. Les cercles indiquent la localisation des forages profonds. Les mesures n'avaient pas encore été effectuées à Bâle à la date de sortie de la World Stress Map.

1. LES MESURES DIRECTES

2

L'inversion de mécanismes au foyer

Cet article a été publié dans le Bulletin de la Société Géologique de France de septembre 2013, tome 184, n° 4-5.

A review of methods for determining stress fields from earthquakes focal mechanisms ; Application to the Sierentz 1980 seismic crisis (Upper Rhine Graben).

Julie Maury, François Henri Cornet and Louis Dorbath

Keywords : **focal mechanisms, stress field, inversion method, Upper Rhine Graben**

ABSTRACT

The inversion of earthquake focal mechanisms is one of the few tools available for determining principal stress directions at seismogenic depths. Various methods have been proposed for performing such inversions. For three of the most commonly used methods, including one that has been proposed by Jacques Angelier, we discuss the physical assumptions and the error determination and then we propose an extension for one of the methods. All four methods are then applied for evaluating the stress field in the Upper Rhine Graben. They are applied to seismic data recorded with a temporary monitoring network that was deployed 12 hours after the magnitude $M_w=4.4$ Sierentz earthquake, which occurred on July 15, 1980. While differences in principal stress directions can be as much as 28° depending on the method used for the principal stress direction determination (orientation of the minimum principal stress has been found to range from $N51^\circ E$ with a 27° plunge to $N 90^\circ E$ with a 20° plunge), the 90% confidence level associated with each method varies from 11° to 27° . Moreover, these various methods yield fairly diverse

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

values for the R factor that characterizes relative differences between principal stress magnitudes (from $R=0.7$ with a 0.2 90% confidence level to $R=0.3$ with a 0.2 90% confidence level). Furthermore all three methods leave some focal mechanisms unexplained. These are then declared to be the result of heterogeneity and are not considered for the inversion. It is concluded that earthquake focal mechanisms inversions lack resolution for stress field evaluation at depth if no proper attention is given to the event independence hypothesis. When proper attention is given to this hypothesis, a resolution of the order of 15° may be achieved. The minimum principal stress orientation derived with these various focal mechanisms inversions differs by 4 to 36° from the orientation determined from borehole breakouts observed in Basel, in a 5 km deep well ($N54^\circ E \pm 14^\circ$), located some 20 km from Sierentz. The solution that fits best borehole breakout observations is that which satisfies the minimum number (three) of prerequisite physical assumptions.

RESUME

L'inversion de mécanismes au foyer est l'un des seuls outils disponibles pour déterminer les directions principales de contrainte à une profondeur sismogénique. Différentes méthodes ont été proposées pour effectuer ces inversions. Nous discutons les hypothèses physiques et la détermination d'erreur de trois des méthodes d'inversion les plus fréquemment utilisées, dont une proposée par Jacques Angelier, puis nous proposons une extension d'une de ces méthodes. Ces quatre méthodes sont ensuite utilisées pour évaluer le champ de contrainte dans le fossé rhénan supérieur. Elles sont appliquées à des données sismiques enregistrées avec un réseau temporaire déployé 12 heures après le séisme de magnitude $M_w=4,4$ de Sierentz qui s'est produit le 15 juillet 1980. Tandis que les différences entre les directions principales de contraintes atteignent 28° suivant la méthode utilisée (l'orientation de la contrainte principale minimum varie entre $N 51^\circ E$ avec un plongement de 27° et $N 90^\circ E$ avec un plongement de 20°), les domaines de confiance à 90% associés à chaque méthode vont de 11° à 27° . De plus les trois méthodes produisent des valeurs variées du facteur R qui caractérise les différences relatives entre les magnitudes des contraintes principales (de $R=0,7$ avec un domaine de confiance à 90% de 0,2 à $R=0,3$ avec un domaine de confiance à 90% de 0,2). D'autre part les trois méthodes laissent des mécanismes au foyer non expliqués. Ceux-ci sont ensuite déclarés hétérogènes et ne sont pas considérés pour l'inversion. Il est conclu que les inversions de mécanismes au foyer man-

quent de résolution pour l'évaluation du champ de contrainte en profondeur s'il n'est pas prêté attention à l'hypothèse d'indépendance des événements. Quand cette hypothèse est vérifiée, une résolution de l'ordre de 15° peut être atteinte. La direction principale minimale dérivée de ces différentes inversions de mécanismes au foyer varie de 4 à 36° de celle déterminée à l'aide des « breakout » du forage de 5 km de profondeur de Bâle ($N54^\circ E \pm 15^\circ$), situé à 20 km de Sierentz. La solution qui correspond le mieux aux observations des « breakout » est celle qui satisfait le nombre minimum (trois) d'hypothèses physiques prérequis.

2.1 Introduction

Jacques Angelier was one of the pioneers for interpreting slip directions observed on faults in terms of regional stress field (Angelier, 1975). He was also among the first to propose a method for inverting focal plane solutions of earthquakes in order to estimate the principal stress directions of the stress field that generated the observed earthquakes (Angelier and Mechler, 1977). One of us (FHC) had the great pleasure to discuss often with Jacques about the methods of focal mechanisms inversion. The present paper has been written as a tribute to the pioneering work that Jacques has contributed in the still developing field of focal plane solutions inversion for stress field characterization.

Focal plane solutions are one of the few pieces of information that are available for estimating the stress field at seismogenic depths in regions of very slow deformation rates. Indeed, direct stress measurements in the sedimentary cover or in the superficial crystalline rocks are frequently not representative of the deep stress field in such slow deformation domains (Cornet and Roeckel, 2012). This is particularly true for the region in the north west of the Alps where present displacements remain within the noise thresholds of direct geodetic measurements [Nocquet and Calais, 2003]. However, significant intraplate earthquakes do occur in such domains, as demonstrated for example by the 1356 AD Basel earthquake that had a magnitude greater than 6.5 (Fäh et al., 2009; Meghraoui et al., 2001), or the Remiremont sequence (Audin et al., 2002) that involved many earthquakes with magnitudes greater than 5.5 over the last three centuries. Since the deformation rate cannot be resolved by direct observation, it is necessary to consider stress field data

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

for better understanding of the loading mechanism that generates these intraplate earthquakes.

The determination of principal stress directions from fault striation data has interested geologists for quite some time. For example, Bott (1959) studied the relationship between the stress tensor and fault movements. He introduced the hypothesis that striations are parallel to the resolved shear stress on the fault plane. Then, Arthaud (1969) developed a graphic method for determining the principal deformation axes from slip data. Carey and Brunier (1974) showed that this method is only valid in the case of uniaxial stress and proposed a model based on the Bott hypothesis for determining the principal stress axes. Subsequently several methods have been developed based on this same hypothesis (Angelier and Goguel, 1979; Angelier and Mechler, 1977; Fry, 1999; Michael, 1984; Reches, 1987). They are now widely applied in the geology community for determining paleo-stresses (Bergerat et al., 2000; Hippolyte et al., 1994) and global compilations have been proposed (Lisle et al., 2006; Reinecker et al., 2004). In order to take into account variations of the stress field both in space and time several techniques have been implemented (Hardcastle and Hills, 1991; Nemcok and Lisle, 1995; Shan et al., 2004).

One difficulty with paleo-stress determination is that it is impossible to identify the time when the fault slip occurred, but focal mechanisms are free of this drawback. Consequently inversion methods have been developed for evaluating present day stress fields from focal mechanisms inversions (Angelier, 2002; Angelier and Mechler, 1977; Carey-Gailhardis and Mercier, 1987; Gephart and Forsyth, 1984; Julien and Cornet, 1987; Michael, 1987; Rivera and Cisternas, 1990; Vasseur et al., 1983).

An earthquake corresponds to a dynamic slip on a fault. The fault has a complex geometry but is generally assimilated to a plane. The movement on the fault is often characterized by the distribution of slip within the fault plane, the strike and dip of the fault plane and the rake of the slip vector, i.e. the angle that the slip vector makes with respect to the horizontal direction in the fault plane (figure 2.2.1). When only the three parameters that characterize slip motion direction (strike, dip and rake) are known, some information about the local stress tensor at the focal depth may still be obtained, provided some basic hypotheses are satisfied.

Often, only focal mechanisms determined from polarities of seismic waves are avail-

able for characterizing the source mechanism of earthquakes. With such a focal mechanism characterization (sometimes called a « beach ball » because of the stereographic projection technique used to represent the P-wave radiation diagram), the seismic source is approximated to a double couple acting at a point (Aki and Richards, 2002). In addition the main difficulty with point source focal mechanisms is the identification of the fault plane among the two possible nodal planes of the focal plane solutions. Indeed, it is impossible to distinguish between the fault plane and the auxiliary plane, if only P wave polarity data are available. The stress determination methods must take this uncertainty into account. In this paper we first review three methods widely used in the relevant scientific

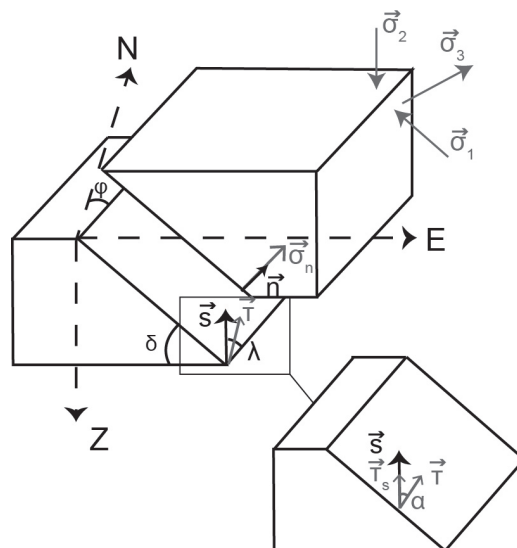


FIGURE 2.2.1: Diagram of a fault showing the variables used in the article. The parameters defining the fault are in black whilst the parameters linked to the stress field are in grey. The angles defining the fault plane of normal \vec{n} are ϕ the strike of the fault, δ the dip. λ is the rake, which defines the slip \vec{s} . The local coordinates system R' is defined by $\vec{n}, \vec{s} \wedge \vec{n}, \vec{s}$. The principal stresses $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ define the stress tensor \underline{T} . $\vec{\tau}$ is the projection of the stress vector on the fault plane and $\vec{\sigma}_n$ the normal stress. The SSSC, $\vec{\tau}_s$ is the projection of the shear stress onto the slip vector.

community, namely the methods proposed by Jacques Angelier (2002), that proposed by Michael (1984; 1987) and that proposed by Gephart and Forsyth (1984). We then propose an extension of the Gephart and Forsyth method in order to alleviate some of its limitations. We first schematically present each inversion method with its chosen definition of

misfit, which is the difference between observations and predictions, and its measure of misfit. These four methods are then applied to a set of focal mechanisms that have been determined for the aftershocks sequence of the magnitude 4.4 earthquake that occurred near Sierentz, in 1980, in the Upper Rhine Graben. Finally results obtained with the four methods are compared to direct observations made in a 5 km deep borehole drilled in Basel, some 20 km from Sierentz.

2.2 Inversion methods

2.2.1 Hypotheses common to all three inversion methods

All three methods of stress inversion from focal mechanisms discussed in this paper rely on a few common hypotheses. These are summarized below.

2.2.1.1 Hypothesis H1 : Faults slip in the resolved shear stress direction

As for slickenside lineations on exposed fault surfaces, seismic slip is assumed to occur in the direction and sense of the shear stress component resolved on the fault plane (Bott, 1959). This assumption is valid only when the shearing strength in the fault plane is isotropic (see Lisle, 2013). As the magnitude of slip is not taken into account no concern is given to the magnitude of the resolved shear stress :

$$\vec{s} \cdot \frac{\vec{\tau}}{|\vec{\tau}|} = 1 \quad (2.2.1)$$

\vec{s} is the slip vector and τ is the shear stress component resolved onto the fault plane (figure 2.2.1).

Hence inversions of slip vector directions cannot yield all the components of the stress tensor at the location of the earthquake source. However these data may be exploited for identifying the principal stress directions of the local stress tensor (three Euler angles) and a shape factor R , that characterizes the relative differences between principal stress magnitudes. For example Gephart and Forsyth (1984) define the shape factor R as :

$$R = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_3 - \sigma_1} \quad (2.2.2)$$

where $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ are the principal stress components. It will be shown below that different reduced stress tensors are being considered for each of the three methods.

The forward problem for a particular fault is defined as follows. From the reduced stress tensor and the geometry of the fault plane, it is possible to calculate a predicted slip direction if one assumes parallelism between resolved shear stress and slip vector. This predicted slip direction is then compared to the observed slip. The aim of the inversion is to minimize the difference between these two directions. The ambiguity between fault plane and auxiliary plane is handled later.

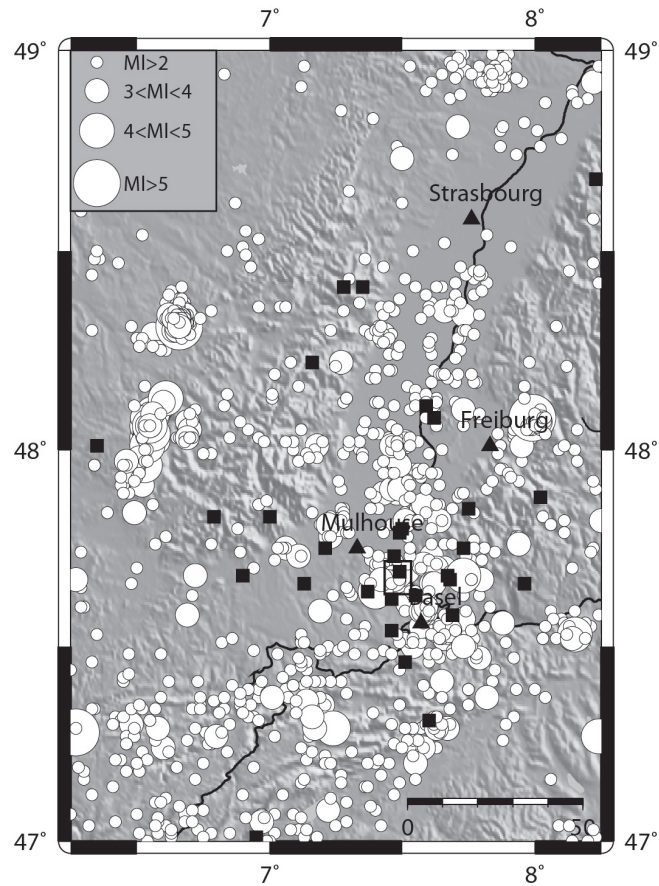


FIGURE 2.2.2: *Seismicity of the Rhine Graben from the BCSF catalog. The black squares show the location of the seismic stations used to localize the Sierentz seismic events. The black rectangle shows the location of the Sierentz area shown in figure 2.2.3.*

2.2.1.2 Hypothesis H2 : The rocks are physically homogeneous

The rocks' physical properties are assumed to be homogeneous within the entire volume where focal mechanisms are considered and the stress field is assumed to be con-

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

stant throughout the volume of interest. In reality the stress tensor varies both vertically and horizontally. If the stress state is considered for a large region, inversions should be conducted within smaller size cells that fill up the complete region of interest, each sampling volume being small enough for the assumption of stress uniformity to remain valid (Plateaux et al., 2010).

This assumes that events are well distributed in space so that enough data are available for constraining properly the stress state in each volume. A method has been proposed to invert simultaneously all cells while minimizing the stress differences between two adjacent areas (Hardebeck and Michael, 2006). These inversions generally take into account the horizontal variations but not the vertical ones. However, very often vertical variations are not negligible. This will be discussed after the three methods have been presented.

2.2.1.3 Hypothesis H3 : Independent focal mechanisms

The focal mechanisms considered for the inversion are supposed to sample the unperturbed regional stress field. Hence they must be independent of each other, i.e. they must involve events that are far enough from each other so that stress variations associated with any previous earthquake do not influence in a significant manner the stress field near the event under consideration. This hypothesis is seldom mentioned in papers that discuss inversion of focal mechanisms and will be addressed later in the paper.

2.2.2 Shear stress slip component method (SSSC) – Angelier (2002)

2.2.2.1 Description of the inversion method

This method introduces the reduced stress tensor \underline{T} as a function of the complete stress tensor \underline{S} according to the following decomposition (Angelier et al., 1982) :

$$\underline{S} = s_0 * \underline{T} + s_m * \underline{I} \quad (2.2.3)$$

\underline{I} is the identity tensor and :

$$\begin{cases} s_m = \frac{S_{11} + S_{22} + S_{33}}{3} \\ s_0 = \left(\frac{2}{3} (S_{11}^2 + S_{22}^2 + S_{33}^2) - 2s_m^2 \right)^{1/2} \end{cases} \quad (2.2.4)$$

Following this decomposition, the components of the reduced stress tensor \mathbb{T} satisfy conditions described by the equation 2.2.5 :

$$\begin{cases} T_{11} + T_{22} + T_{33} = 0 \\ T_{11}^2 + T_{22}^2 + T_{33}^2 = \frac{3}{2} \end{cases} \quad (2.2.5)$$

Hence the principal components of tensor $\underline{\mathbb{T}}$ ($T_3 \leq T_2 \leq T_1$) may be written as a function of the single variable ψ such that $T_1 = \cos\psi$, $T_2 = \cos(\psi + \frac{2\pi}{3})$, $T_3 = \cos(\psi + \frac{4\pi}{3})$, which also verifies equations 2.2.5. If $\underline{\mathbb{X}}$ is the orthogonal tensor that rotates the geographical frame of reference to the frame of reference of the principal stress axes, the components of the reduced stress tensor $\underline{\mathbb{T}}$ in the geographical frame of reference are given by equation 2.2.6 :

$$T_{ij} = X_{ik}^T \cdot \sigma_{kl} \cdot X_{lj} \quad (2.2.6)$$

where σ_{kk} are the principal components of tensor $\underline{\mathbb{T}}$ and $\sigma_{kl} = 0$ if $k \neq l$. Angelier's method searches for the stress tensor that maximizes the so called Shear Stress Slip Component (SSSC) value. He defines the SSSC vector, denoted $\vec{\tau}_s$, as the orthogonal projection of the shear stress vector τ (figure 2.2.1) onto the slip vector \vec{s} and the SSSC value as the scalar product of $\vec{\tau}$ and \vec{s} .

$$\tau_s = \vec{\tau} \cdot \vec{s} = \{ \underline{\mathbb{T}}\vec{n} - [(\underline{\mathbb{T}}\vec{n}) \cdot \vec{n}]\vec{n} \} \cdot \vec{s} = \underline{\mathbb{T}}\vec{n} \cdot \vec{s} \quad (2.2.7)$$

$\underline{\mathbb{T}}$ is the reduced stress tensor and $\underline{\mathbf{n}}$ is the normal to the fault plane. Equation 2.2.7 can be written in this simplified form because the scalar product of the normal to the fault plane by the slip vector is null ($\vec{n} \cdot \vec{s} = 0$). Then the value to be maximized for K focal mechanisms is :

$$S = \sum_{i=1}^K \tau_{si} \quad (2.2.8)$$

Maximizing τ_s implies that the shear stress is parallel to the slip vector but also that its magnitude is maximum (figure 2.2.1). It differs from hypothesis H1 which does not take into account the magnitude of the shear stress. Given its definition, the SSSC criterion is independent of the choice between nodal planes since $\vec{n}_1 \cdot \vec{s}_2 = \vec{n}_2 \cdot \vec{s}_1 = 1$ and this is precisely the objective of the method. For finding the maximum value for S a grid search is performed on the four unknown (the three Euler angles defining $\underline{\mathbb{X}}$ and the ψ angle defining R).

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

2.2.2.2 Additional hypothesis H4 associated with this method

τ_s is a function of the modulus of the shear stress $|\vec{\tau}|$ and of the shear slip angle α (figure 2.2.1) :

$$\tau_s = |\vec{\tau}| \cdot \cos(\alpha) \quad (2.2.9)$$

Looking for $\alpha = 0$ is a direct application of H1. But maximizing τ_s also means maximizing $|\vec{\tau}|$. The maximum value of $|\vec{\tau}|$ is defined by :

$$\tau_m = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \quad (2.2.10)$$

This means the normal to the fault plane makes a 45° angle with respect to the maximum and to the minimum principal stress directions. This corresponds to the Tresca criterion of failure used for some plastic materials.



FIGURE 2.2.3: Location of the 86 events of the Sierentz seismic crisis. The 39 focal mechanisms computed are shown around the map.

2.2.2.3 Description of the misfit measure and finding the confidence limits

The SSSC method does not use a L2-norm (least-squares) because Angelier considers it gives too much weight to anomalous data. Instead, Angelier proposes using an L1-norm (sum of absolute values of errors).

The SSSC value for a focal mechanism vary between $-\tau_m$ and τ_m so the misfit can be estimated by the difference between τ_m and τ_s . Angelier expresses it as the ratio :

$$w_m = \frac{\tau_s}{\tau_m} \tag{2.2.11}$$

This is equal to 1 for a perfect fit and equal to -1 for the largest misfit.

Looking at a set of K data this misfit may be averaged :

$$w_m = \frac{1}{K * \tau_m} \sum \tau_s \tag{2.2.12}$$

A refining process has been proposed by Angelier using the ratio w as a threshold for excluding data that are apparently too inconsistent with the corresponding stress model. Then he increases iteratively the minimum acceptable treshold (named w_{acc}). The larger the value of w_{acc} , the more data are excluded. A threshold on the number of minimum acceptable data must be defined. Angelier et al. (2004) proposed $w_{acc} = 0.4$ as the treshold. In this paper we used $w_{acc} = 0$ which implies we exclude the events with a sense of slip opposed to that given by the corresponding stress field.

Since no mention is made of the error determination method, we apply the following process. For each focal mechanism, the three parameters (strike, dip, and rake) are assumed independent and a density probability function is computed for each parameter. Then some random realizations of each probability density are generated and with each dataset an inversion is performed for propagating the error. We have adopted 200 different perturbed data sets for estimating the error. We may determine the 90% confidence limit by keeping 90% of the solutions that are the closest to the optimum one, the closeness being calculated with the Etchecopar et al. (1981) formula :

$$d^2(\underline{T}, \underline{T}_0) = (1 - R_0)^2 * \langle \sigma_1^0, \sigma_1 \rangle + R_0^2 * \langle \sigma_3^0, \sigma_3 \rangle^2 + \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 * (R - R_0)^2 \tag{2.2.13}$$

where $\langle \sigma_i^0, \sigma_i \rangle$ is the angle between the i-th principal axis of tensors \underline{T}_0 and \underline{T} .

2.2.3 Linear method – Michael (1984,1987)

2.2.3.1 Description of the inversion method :

Michael [1984] proposes a linear inversion and the easiest way to perform it is to assume $|\vec{\tau}|$ to be constant on all the fault planes that are considered for the inversion. The reduced stress tensor \underline{T} is defined by equation 2.2.14 and corresponds to the deviatoric stress tensor normalized with respect to $|\vec{\tau}|$:

$$\underline{S} = |\vec{\tau}|\underline{T} + s_m \underline{I} \quad (2.2.14)$$

The shear stress modulus for the reduced stress tensor \underline{T} is then equal to 1.

$$|\vec{\tau}_r| = 1 \quad (2.2.15)$$

With this condition and the constraint that the isotropic stress is null for a deviatoric tensor ($\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 0$) equation 2.2.1 may be written as :

$$\vec{\tau}_r = \underline{A} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{23} \end{bmatrix} = \vec{s} \quad (2.2.16)$$

Here \underline{A} is a matrix expressing the orientation of the fault planes and the σ_{ij} are the components of the reduced stress tensor \underline{T} . For K focal mechanisms, equation 2.2.16 becomes :

$$\begin{bmatrix} \underline{A}_1 \\ \underline{A}_2 \\ \vdots \\ \underline{A}_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{23} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{s}_1 \\ \vec{s}_2 \\ \vdots \\ \vec{s}_k \end{bmatrix} \quad (2.2.17)$$

The components of the reduced tensor may then be determined by a least squares inversion.

2.2.3.2 Additional hypothesis H5 associated with this method

Michael's method linearizes the problem by making the assumption that the shear traction modulus is the same on all slipping planes. No consideration is given to spatial and temporal variations of pore pressure, as discussed in section « method proposed in this paper ».

2.2.3.3 Description of the misfit measure and finding the confidence limits

Two quantities are computed to test the misfit of the best tensor. β is an averaged angle between the shear stress and the slip direction on each plane. $\bar{\tau}$ is $|\bar{\tau}_r|$ averaged on all fault planes. $\bar{\tau}$ must not be far from 1 in order to verify the additional hypothesis H5.

The confidence regions are determined by a bootstrap technique (Michael, 1987). Since it is impossible to repeat the experiment (recording new earthquakes in the same region at the same time and with the same stations), many set of samples that correspond to data sub-sets are picked at random from the original data set. One data sub-set is composed of the same number of data as the original data set but some focal mechanisms are present two or more times and some focal mechanisms are absent. This creates an empirical distribution of the data. Then each set is inverted for the stress tensor. In order to define the 90% confidence region, we must find the 90% of the data closest to our solution. Michael defined the distance between two tensors by a normalized scalar product :

$$\frac{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 M_{ij} N_{ij}}{\left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 M_{ij}^2\right)^{1/2} \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 N_{ij}^2\right)^{1/2}} \quad (2.2.18)$$

where \underline{M} and \underline{N} are two tensors.

The main challenge of focal mechanisms inversion is the choice of the fault plane. For bypassing this difficulty, each nodal plane has a 50% probability of being chosen during the bootstrap resampling.

The main drawback of this method is that it is not well suited to small datasets (Michael, 1987). The minimum size of a dataset is difficult to define. It depends on the variety of orientations of the nodal planes. Hardebeck and Hauksson (2001) tested the inversion method with data sets as small as 20 focal mechanisms. With this amount of data, results remained consistent with results obtained when using larger dataset.

This method of error determination does not take into account the uncertainty level on each nodal plane.

We have applied Michael's inversion method in two steps. First, the best stress tensor is found by least squares inversion using the plane that yields the lowest misfit in the grid-search method as input (Kastrup, 2004). From this first step we determine an error domain. In a second step we apply the Dorbath et al. (2010) method which is a small

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

extension of Michael's method. The fault and auxiliary planes of the focal mechanisms with a misfit angle between the slip direction and the shear stress greater than 30° are switched and the inversion is performed again. If the misfit angles remain large, the events are excluded, otherwise they are kept. Then we repeat the process decreasing the maximum acceptable misfit angle in steps of 5° until it reaches the error angle calculated in the first step. We keep a 50% probability of each nodal plane to be chosen because we cannot determine in what measure the fault plane choice is legitimate.

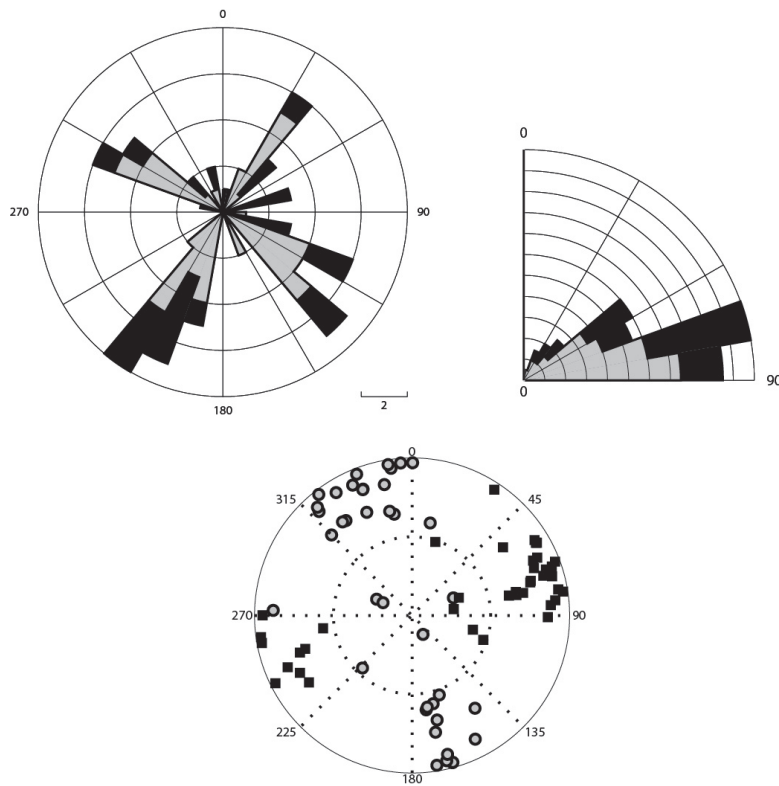


FIGURE 2.2.4: *The first line shows the azimuth and dip of the two nodal planes of every focal mechanism (in black). The reduced dataset orientations are shown in grey. At the bottom, the P and T axes of the 39 focal mechanisms are plotted.*

2.2.4 Grid search method – Gephart and Forsyth (1984)

The great advantage of Gephart and Forsyth's method is that it does not assume any additional physical hypothesis other than hypotheses H1, H2, H3 already mentioned.

2.2.4.1 Description of the inversion method

Gephart and Forsyth use the same reduced form for the stress tensor as Etchecopar *et al.* did, introducing the shape factor R by writing the local stress tensor in the reference frame of its principal axes (eigen vectors) according to the following decomposition :

$$(\underline{\sigma}) = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} = (\sigma_3 - \sigma_1) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & R & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \sigma_1 \underline{I} \quad (2.2.19)$$

The H1 hypothesis is expressed as :

$$T_{12} = 0 \quad (2.2.20)$$

which means that the shear stress is null on the fault plane in the direction normal to the slip.

Then R is expressed as a function of the angle cosines β_{ij} between the local coordinates axes $(\vec{n}, \vec{s} \wedge \vec{n}, \vec{s})$ and the principal stress axes :

$$R = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_3 - \sigma_1} = -\frac{\beta_{13} \cdot \beta_{23}}{\beta_{12} \cdot \beta_{22}} \quad (2.2.21)$$

The problem is considered from an angular point of view. We are looking for the minimum angle that brings into coincidence the fault plane geometry and a geometry that satisfies H3. The question is how to define this minimum angle. Defining it as the angle between the observed and predicted slip in the fault plane is one possibility. The normal n is, in this case, the axis of rotation. However any other rotation axis bringing into coincidence the observed and predicted slip may also be appropriate.

Two methods have been developed, an exact one that samples the entire solution space and an approximate one. The approximate solution considers only three rotation axes for the minimum angle \vec{n} , $\vec{s} \wedge \vec{n}$ and \vec{s} . The rotation angle can then be expressed with the direct cosines β_{ij} . Gephart and Forsyth show that these three axes sample properly the solution space. The approximate solution constrains the region which must be searched for the exact solution. Then, in a second step the exact method considers any rotation axis.

To avoid a choice among the two nodal planes, the inversion is performed for the two planes and the plane selected as fault plane is that which results in the smaller misfit.

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

2.2.4.2 Description of the misfit measure and finding the confidence limits

A L1-norm is used to evaluate the misfit. If a focal mechanism is not properly constrained it may be possible to choose the wrong nodal plane as fault plane. L1-norm places less weight on erratic data than does the L2-norm.

The misfit is defined as the smallest rotation about any axis (or about only three axes for the approximate method) that brings one nodal plane, its slip direction and sense, into an orientation consistent with the stress model. This definition takes into account the error in the orientation of the nodal planes.

The 90% (resp. 50%) confidence limit is calculated using the Parker and McNutt (1980) formulas.

The L1-misfit for K focal mechanisms is computed with equation 2.2.22 :

$$m = \sum_{j=1}^K \frac{|x_j|}{\sigma_j} \quad (2.2.22)$$

where x_j is the smallest rotation for data j and σ_j is the standard deviation on the random variable x_j .

Since σ_j is unknown it is assumed to be the same for all focal mechanisms and is estimated with equation 2.2.23 :

$$\sigma_{est} = \frac{\min(\sum |x_j|)}{\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} (K - h)} = \frac{\Sigma_{min}}{\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} (K - h)} \quad (2.2.23)$$

where h is the number of variables in the model.

Then the 90% confidence domain is computed with this formula :

$$\sum_{90} = \left(\frac{1.645 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} K^{1/2} + K}{K - h} \right) \Sigma_{min} \quad (2.2.24)$$

2.2.5 Method proposed in this paper

All three methods are based on hypotheses H1, H2 and H3. However Angelier adds condition H4 of maximizing $|\vec{\tau}|$ whilst Michael imposes condition H5 that $|\vec{\tau}|$ is constant.

$|\vec{\tau}|$ may be expressed with a Coulomb rupture criterion :

$$|\vec{\tau}| = \mu \cdot (\sigma_n - P) + \tau_c \quad (2.2.25)$$

where μ is the coefficient of friction, τ_c the cohesive strength, P is the pore pressure and σ_n the normal stress.

Angelier's hypothesis implies :

$$|\vec{\tau}| = \tau_c \text{ and } \mu = 0 \quad (2.2.26)$$

whilst Michael's hypothesis implies :

$$|\vec{\tau}| = \mu \cdot (\sigma_n - P_c) + \tau_c \quad (2.2.27)$$

where the pore pressure P_c and the cohesion τ_c , are equal to constant values for all focal mechanisms. This would be true only if the fractures that have slipped were fresh.

Moreover, this means that both methods neglect the variations of the pore pressure within the volume of interest. In our case it means neglecting pore pressure variations in a roughly $12km^3$ large volume, while it is well established that pore pressure varies because of earthquakes (Brodsky et al., 2003).

Angelier's criterion implies that the normal to the fault plane is oriented at 45° to the minimum and maximum principal stress directions whereas the optimal orientation is of the order of 30° if one assumes a standard friction coefficient of 0.6 for all faults.

In fact the only constraint for the maximum principal stress direction that is imposed by focal mechanisms is that this direction lies within the compression quadrant (McKenzie, 1969). We note that only Gephart and Forsyth consider the Coulomb rupture criterion in its completeness : they make no a priori hypothesis on the friction coefficient, on the pore pressure value, or on the cohesion of the slipping surface.

An important difficulty with inversions of focal mechanisms data is the choice of the fault plane. As was already mentioned it is impossible with polarity data alone to distinguish between the fault plane and the auxiliary plane. During the inversion process an additional step must be included for selecting which of the two nodal planes is the actual fault plane.

Angelier's method does not include this step because the criterion used is the same for both nodal planes. Michael adopts a statistical tool, the bootstrap resampling, for solving this problem. However this impacts only the error determination and not the best solution. Gephart and Forsyth invert for both planes and choose as fault plane that which yields the lowest rotation between predicted and observed slip.

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

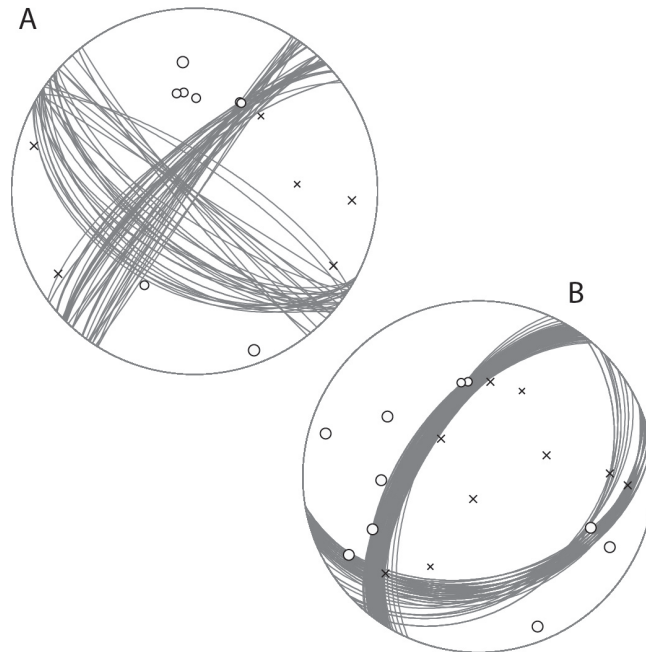


FIGURE 2.2.5: *Two examples of acceptable planes. The circles represent negative polarities and the crosses positive polarities. A : event 1, the temporary network was not yet installed so the event is not well constrained. Only 35 set of acceptable planes are represented but more exist. B : event 30 is better constrained and all the calculated acceptable planes are plotted.*

Another difficulty with the selection of fault planes is that for the majority of the focal mechanisms one plane is better constrained than the other. None of the three methods take this fact into consideration. However a weighting factor may be introduced in Gephart and Forsyth's method for minimizing the importance of poorly defined focal mechanisms (Gephart, 1990) and it is easy to compare the rotation needed for each plane of each focal mechanism with the uncertainty on this plane.

The measure of misfit varies depending on the method. Angelier uses a L1-norm. However no choice is needed among the two nodal planes so erratic data should not be present and the L1-norm should not be necessary. Michael uses a L2-norm because he considers only one fault plane during the inversion. Gephart and Forsyth use a L1-norm because they select the fault plane during the inversion process and the plane selected may be the wrong one. In other words the choice is either true or false, a feature that does not satisfy a Gaussian law so that least squares are inappropriate for minimizing the misfit value for the solution.

The determination of the confidence limits of the solution also varies from one method to the other. Angelier (2002) does not mention error limits. Michael uses a statistical tool, the bootstrap resampling, while Gephart and Forsyth error determination is based on the L1-norm statistics. Hardebeck and Hauksson have already compared Gephart and Forsyth’s method and Michael’s method. They have performed synthetic tests to compare error estimations of both methods. They consider that the confidence limits of Gephart and Forsyth are too large whereas Michael’s are more appropriate. They generated dataset containing error by rotating the focal mechanisms on some axis. Therefore they did not take into account the difference in the uncertainty level of each nodal plane. So we do not agree with their conclusion. In fact, the apparently smaller extension of the confidence domains with Michael’s method may reflect the fact that no consideration is given to the difference in the accuracy of each nodal plane orientation determination.

Interestingly, Kastrup (2004) conclude that in the absence of a clear advantage of one method over the other, they prefer applying both methods and discuss results afterwards. In this paper we have adopted a similar approach and run the four methods already discussed on one single data set. Then results are compared and discussed.

We note that Gephart and Forsyth include only hypotheses H1, H2 and H3 but they do not check whether the H2 and H3 hypotheses are indeed satisfied.

Hypothesis H2 states that the stress field must be uniform whereas very often the vertical variations are not negligible.

For example, the Sierentz data set considered below ranges approximately from a depth of 9 km to 13 km (table A.1). This implies a vertical stress component variation equal to $\rho \cdot g \cdot z \approx 2.6 * 9.8 * 13 - 9 \approx 100MPa$. If the vertical principal stress is equal to 280MPa at 11km, the depth range of focal mechanisms implies a 35% variation for the vertical stress component, a variation too large to be ignored. Unless the stress tensor is varying proportionally with depth, this difference means a variation of the shape factor R.

In order to relax this uniformity hypothesis, we may assume that the stress tensor, \underline{T} , varies linearly with depth according to equation 2.2.28 :

$$\underline{T} = \underline{S}_{z_0} + (z - z_0) * \underline{\alpha} \tag{2.2.28}$$

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

where \underline{S}_{z_0} is the stress tensor at depth z_0 and α is the vertical gradient of the stress tensor. We may consider that the term S_0 ($z_0 = 0$), which represents the stress state close to the ground surface is negligible at seismogenic depth, as compared to the effect of the vertical stress gradient. Hence, we will assume that it is sufficient to solve for the vertical gradient of the stress tensor α , within the seismogenic volume under consideration.

With respect to hypothesis H3 (independent focal mechanisms) we propose to identify zones of exclusion around all earthquakes, so as to make sure that all focal mechanisms under consideration for the inversion are indeed sampling the natural unperturbed stress field.

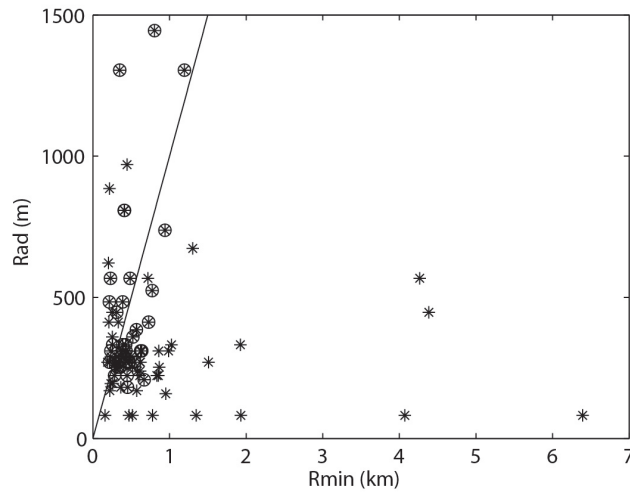


FIGURE 2.2.6: *Exclusion radius in function of the minimum distance between an event and the previous ones. Stars show this criterion for the 86 events and the circles correspond to events with a known focal mechanism. Events to the right of the black line are the ones satisfying the radius criterion, the other ones must be excluded.*

The zone of influence of an earthquake is very roughly approximated by a sphere characterized by its radius Rad. Rad is estimated from the size for the earthquake source. We have adopted the Pearson (1982) relation between rupture radius r , and seismic moment :

$$\log(r) = 0.33 * \log(M_0) - 4.18 \quad (2.2.29)$$

Where M_0 is expressed in dyne.cm and r is expressed in meters. This approximate size estimate was proposed for very small events triggered by large scale fluid injections at

3km depths. We use a spherical zone of exclusion, even though directional effects exist in reality. This choice is guided by the fact that we cannot distinguish between the real fault plane and the associated nodal plane. From equation 2.2.29 and the relationship between moment magnitude and seismic moment (Hanks and Kanamori, 1979) the rupture radius is connected to the moment magnitude :

$$\log(r) = 0.50 * Mw + 1.12 \quad (2.2.30)$$

Then, for each event the distance to all previous events is determined and the minimum distance to a previous event, R_{min} , is calculated.

Considering event E_i , if any previous event $E_{j,j \in [1,i-1]}$ has occurred within volume V of radius $Rad=2*r$ ($R_{min} < Rad$) we exclude E_i from our dataset.

Finally we apply the Julien and Cornet (1987) method which is a modified version of Gephart and Forsyth's method. The first step is the same ; the stress tensor is determined using the approximate method. In addition a weighting factor is added to the misfit computation to take into account the uncertainty on the nodal planes determination. The first step finds which nodal plane yields the minimum misfit and we use this plane as fault plane in the second step. Moreover before performing the second step we reject all focal mechanisms that yield a rotation greater than the uncertainty on their fault plane determination. The second step does not use the exact method but a least squares inversion. We assume the parameters, strike, dip and rake of the K focal mechanisms, are independent and obey a Gaussian law. The a priori stress tensor of this inversion is the best stress tensor determined in the first step. Let \underline{C}_0 be the corresponding a priori covariance matrix i.e. the a priori covariance matrix of the parameters plus the stress tensor. Since the variables are independent \underline{C}_0 is diagonal. Let \vec{x}_0 be the vector whose components are the measured parameters and the four unknowns. Among the L -dimension space considered there exists a set S of points \vec{x} which satisfy :

$$f(x) = s_j \underline{T} n_j - [(\underline{T} n_j)^2 - (n_j \underline{T} n_j)^2]^{1/2} = 0 \quad (2.2.31)$$

where \underline{T} is the tensor of the three Euler angles (ψ, ϕ, θ) and the relative magnitude R .

Equation 2.2.31 can be rewritten as :

$$\begin{cases} f(x) = 0 \\ (\vec{x} - \vec{x}_0)^T \underline{C}_0^{-1} (\vec{x} - \vec{x}_0) \text{ stationary over } S \end{cases} \quad (2.2.32)$$

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

which is equivalent to (Julien and Cornet, 1987) :

$$\vec{x} = \vec{x}_0 + \underline{C}_0 \cdot \underline{F}^T \cdot (\underline{F} \cdot \underline{C}_0 \cdot \underline{F}^T)^{-1} [\underline{F} \cdot (\vec{x} - \vec{x}_0) - \vec{f}(\vec{x})] \quad (2.2.33)$$

where \underline{F} is the matrix of the partial derivatives of $\vec{f}(\vec{x})$ taken at point \vec{x} .

This equation is solved by an iterative algorithm using the fixed point method :

$$\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_0 + \underline{C}_0 \cdot \underline{F}_k^T \cdot (\underline{F}_k \cdot \underline{C}_0 \cdot \underline{F}_k^T)^{-1} [\underline{F}_k \cdot (\vec{x}_k - \vec{x}_0) - \vec{f}(\vec{x}_k)] \quad (2.2.34)$$

In a last step we check if the nodal planes chosen as fault planes are those with the smallest misfit for the stress field determined. If it is not, we perform a new stress determination. The a priori stress tensor is the one determined by a least squares inversion. This iterative process converges in four to five steps. The use of a L2-norm is justified by the selection of the fault planes in the first step prior to the second inversion.

A graphical method is used to determine the general uncertainty domain. For each focal mechanism, the three parameters (strike, dip, and rake) are assumed independent and a density probability function is calculated for each parameter. Then two hundred random realizations of each Gaussian distribution are generated and with each dataset an inversion is performed. We can determine the 90% confidence limit by keeping the 90% of the solutions nearest the final one by using Etchecopar et al. definition of the distance between two stress tensors.

2.3 Application to the Sierentz data

Delouis et al. (1993) applied the Rivera and Cisternas (1990) method to an area that includes the Upper Rhine Graben and the Northern Alps. They found the minimum principal stress component (σ_3) to be oriented N45° E and the intermediate principal stress component (σ_2) to be vertical. On the scale of the Southern Rhine Graben, Plenefisch and Bonjer (1997), found the orientation of σ_3 to be N69° E but could not distinguish between a strike-slip and normal stress regime. However these inversions were conducted in large volumes in which the stress field is possibly varying in space, a feature not compatible with hypothesis H2 already discussed. This spatial variation is hinted at by Plenefisch and Bonjer who refer to possible rotation of principal stress directions with depth. In order

to avoid this difficulty while still considering a large enough number of data, we have considered the Sierentz seismic crisis that occurred in 1980 in the Upper Rhine Graben.

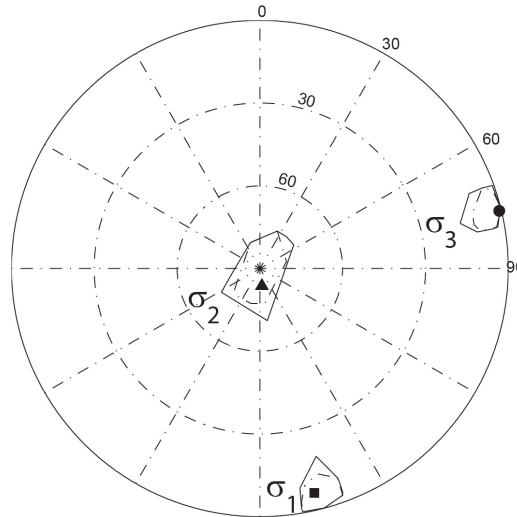


FIGURE 2.2.7: *Principal stress directions determined with Angelier’s inversion. The plain line shows the 90% confidence limits and the dashed line the 50% confidence limits.*

2.3.1 Seismotectonic context

The Upper Rhine Graben is the central part of the European Cenozoic Rift System (ECRIS) that extends from Valence in South-East France to the North Sea grabens. The Upper Rhine Graben, between Basel and Frankfurt, is about 300km long and 40km wide (Ziegler, 1992).

The formation of the ECRIS is linked to the collisional deformation in the Alpine foreland. The subsidence began during late Eocene in response to N-S compressional stresses (Cloetingh et al., 2005). The main rifting phase occurred during the Oligocene and is contemporary with the Alpine Orogeny. The subsidence was relatively slow during the Late Miocene-Early Pliocene. From the Late Pliocene onward the graben acted as a sinistral shear zone according to Sissingh (1998) and Cloetingh et al. (2005).

The Upper Rhine Graben and its borders are areas of low to moderate seismicity (figure 2.2.2). Events are mainly microseismic but a few have magnitude greater than 4.5 – Sierentz 1980, ML=4.8 ; Remiremont 1984, ML=4.8 ; Waldkirch 2004, ML=5.3 ; -

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

TABLE 2.1: 1D velocity model used to localize the main shock and aftershocks.

Depth (km)	P-wave velocity ($km.s^{-1}$)
0	5
2	6
15	6.10
20	7.15
26	8.10
36	8.50
44	8.70
60	8.75

and some faults in the area of Freiburg show significant vertical displacement of 0.2 ± 0.01 mm/year (Rózsa et al., 2005).

2.3.2 Sierentz seismic crisis

2.3.2.1 Location

The main shock occurred on July 15, 1980 at 12 :17 :21.27 in Sierentz, 20km NNW of Basel. Its magnitude was estimated at $ML=4.8$. The main shock was felt with a maximum intensity of VII (Rouland et al., 1980). These authors propose a location at $N47.68^\circ / 7.48^\circ E$ with a depth equal to 11.5km.

Twelve hours after the main shock occurred, a temporary network composed of 17 stations was deployed. The final network was composed of 47 stations. A listing providing the arrival times at each station (temporary and permanent) has been recovered and the focal parameters of the events recorded have been computed. The velocity model used to locate the hypocenters is shown in table 2.1. After this first location determination, events that were defined by a large number of P and S wave arrivals, have been selected. For these events some station corrections are calculated. For this purpose, during a first run, a station is excluded and all events hypocenters locations are determined. The mean difference observed between computed and observed arrival times for all events at the station that has been excluded is determined. This mean time difference is then introduced as a station correction. The process is repeated for all stations of the network, even the permanent ones. It is an iterative process which converges quickly (two or three iterations).

Once these corrections are applied, all events hypocenters are determined again (figure 2.2.3, annexe 1 table A.1). This applies also to the main shock since time corrections have been evaluated for the permanent stations. The new location of the main shock is identified at $N47.67^\circ / 7.48^\circ E$ and 13.5 km depth, i.e. about 2 km deeper than the first location determination. A total of 86 event location determinations have been conducted.

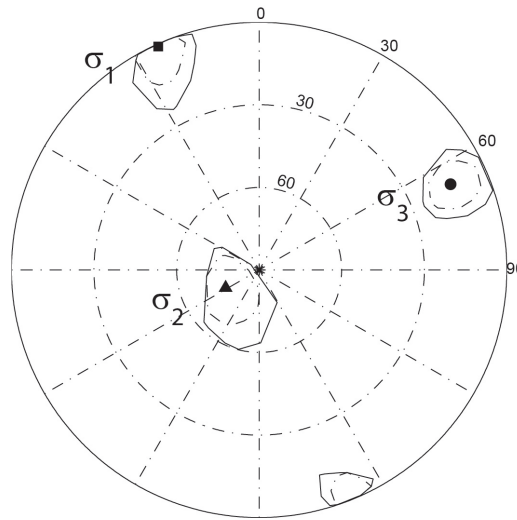


FIGURE 2.2.8: *Principal stress directions determined with Michael's method. See 2.2.7 for a description of the figure.*

2.3.2.2 Focal mechanisms

A total of 39 focal mechanisms have been calculated using first motion polarities with the Hash program (Hardebeck and Shearer, 2002, 2003). Only focal mechanisms with at least 10 polarities have been calculated.

For each focal mechanism, a set of acceptable nodal planes is determined. The focal mechanism solution is the average of these acceptable fault planes. Table A.2 (annexe 1) and figures 2.2.3 and 2.2.4 show all focal mechanisms parameters and the hypocenters location. The main event is a strike slip event with two nearly vertical planes. Aftershocks are mainly strike-slip or normal events (figure 2.2.3). The nodal planes exhibit various orientations but the direction $N120^\circ$ and $N210^\circ$ are dominant and the majority of the nodal planes are sub vertical (figure 2.2.4).

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

Bonjer (1997) published three focal mechanisms corresponding to the main event and the two principal aftershocks. He found fault planes consistent with the ones we obtained (annexe 1 table A.2).

The RMS angular difference of the normal to the nodal planes solution and the normal vectors of the acceptable mechanisms are calculated. Figure 2.2.5 shows the preferred planes for two focal mechanisms, one well defined and the other one more uncertain. We can see clearly that one plane is better defined than the other. This RMS is used as weighting factor in the first step of the inversion with Julien and Cornet's method and as standard deviation in the second step. The standard deviation of the azimuth and dip of a nodal plane is taken equal to the RMS of the nodal plane and the standard deviation of the rake is taken equal to the RMS of the other nodal plane.

2.3.3 Results of the stress determination

2.3.3.1 Preselection of the data

The complete dataset is composed of 86 earthquakes with 39 focal mechanisms. We want a dataset composed of events considered to be independent of previous seismic activity.

To compute the rupture radius, the moment magnitude given in the Swiss catalogue (ECOS) is used. Events with an unknown magnitude are assigned a magnitude of $M_w=1$. Then with equation 2.2.6 an exclusion radius is determined and compared to the distance between events (figure 2.2.6). Out of the 39 focal mechanisms, 13 events are excluded so that only twenty-six events are considered to be really independent and provide a satisfactory sampling of the regional stress field.

Some consideration is given then to event magnitudes. Indeed, Cornet et al. (2007) have shown that very small events may be strongly influenced by local stress heterogeneity associated with fault morphology. They suggest eliminating events that involve sources smaller than 20 to 30 m. For this purpose events with magnitude smaller than 1 have been filtered out, according to the Pearson (1982) source radius-magnitude relationship. After applying this additional criterion, no additional events are excluded since the lowest magnitude is 1.7. These twenty-six events are considered to sample the virgin stress field and to be large enough for smoothing out local small scale stress heterogeneity.

2.3 Application to the Sierentz data

TABLE 2.2: Results of the inversion. The first column indicate the method and the dataset used, red means the reduced dataset. Each principal stress direction is indicated with its azimuth and plunge. The fourth and fifth column indicate the error on σ_3 and R at the 90% confidence limit level. The error on σ_3 is defined as the solid angle between the σ_3 direction solution and the extreme direction of σ_3 in the 90% confidence level.

	σ_1	$\sigma - 2$	σ_3	R	err σ_3	err R
Angelier	166/6	173/84	76/1	0.6	16 °	0.2
Angelier red	166/7	318/81	76/4	0.6	11 °	0.2
Michael	336/1	242/76	66/14	0.5	15 °	0.3
Michael red	340/25	176/64	73/6	0.3	17 °	0.2
Gephart and Forsyth	148/1	242/77	58/13	0.5	27 °	0.3
Gephart and Forsyth red solution A	340/42	199/41	90/20	0.4	18 °	0.2
Gephart and Forsyth red solution B	319/5	219/66	51/23	0.7	16 °	0.3
Julien and Cornet red solution A	335/38	192/36	87/19	0.5	16 °	0.2
Julien and Cornet red solution B	320/2	226/63	51/27	0.7	16 °	0.2

Figure 2.2.4 shows the orientation of all nodal planes for the selected focal mechanisms. Our dataset is not ideal for the whole space is not sampled uniformly. Two dominant azimuths are observed, namely N120 ° E and its conjugate N210 ° E, all the planes being nearly vertical.

2.3.3.2 SSSC method

Table 2.2 and 2.3 and figure 2.2.7 and 2.2.10 show the results of the inversion. We used a $w_{acc} = 0$ which means focal mechanisms with a sense of slip opposite to that which is expected from the inversion are rejected. Results with the whole dataset show a strike-slip regime with a minimum principal stress direction horizontal oriented N76 ° \pm 16 ° and an R factor equal to 0.6 ± 0.2 at the 90% confidence limit. The averaged misfit w_m reaches 0.73 which is satisfactory but some focal mechanisms present high values of w. Three events have a w value lower than 0.4, meaning they are not well explained by the corresponding stress field.

Six focal mechanisms are excluded because their sense of slip being opposite to that predicted by the solution.

The results with the reduced dataset are similar with a minimum principal stress direction oriented N76 ° \pm 11 ° and a plunge of 4 ° (figure 2.2.10). However the shape factor

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

R is equal to 0.4 ± 0.2 at the 90% confidence limit, lower than with the whole dataset. The averaged misfit reaches 0.75 and four focal mechanisms are excluded.

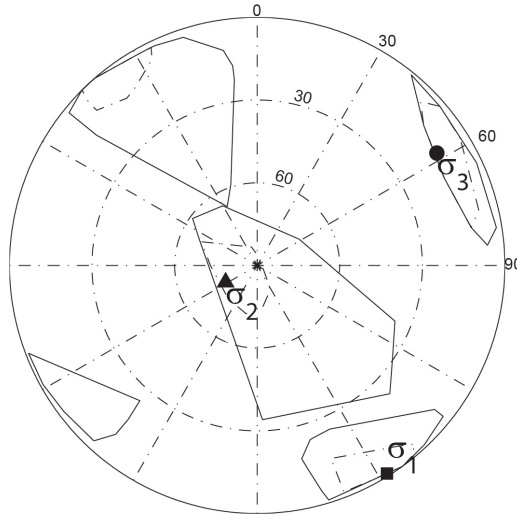


FIGURE 2.2.9: *Principal stress directions determined with Gephart and Forsyth's method. See 2.2.7 for a description of the figure.*

2.3.3.3 Linear method

Table 2.2, 2.3 and figure 2.2.8 and 2.2.10 show the results. The inversion using the whole dataset yields a minimum principal stress oriented $N66^\circ \pm 15^\circ$ with a plunge equal to 14° and an R factor equal to 0.5 ± 0.3 at the 90% confidence limit. The solution is a strike-slip regime. The averaged shear stress modulus, $\bar{\tau} = 0.96$, is not far from 1 and the averaged misfit angle is low ($\bar{\beta} = 9^\circ$). Seven focal mechanisms are heterogeneous with the solution and have been excluded.

Results with the reduced dataset show a minimum principal stress oriented $N73^\circ \pm 17^\circ$ with a plunge equal to 6° i.e. a little more E-W (figure 2.2.10). The factor R is found to be 0.3 ± 0.2 , lower than with the whole dataset. The averaged shear stress modulus $\bar{\tau} = 0.94$ is close to 1 and the averaged misfit angle $\bar{\beta} = 9^\circ$ is low. Seven focal mechanisms are found to be heterogeneous and have been excluded.

2.3.3.4 Grid search method

Table 2.2, 2.3 and figure 2.2.9 and 2.2.10 show the results. The solution using the whole data yields a minimum principal stress direction oriented N58° ±27° with a 13° plunge at the 90% confidence limit. The factor R is found to be 0.5±0.3. The misfit reaches 5.8° which is low and the largest misfit for a focal mechanism is 15°. However the confidence limits are greater than 25° which is important. Three focal mechanisms have an error greater than the misfit i.e. are not consistent with the computed stress tensor.

Using the reduced dataset we find (figure 2.2.10, solution A) a minimum principal stress oriented N90° ±18° with a 20° plunge at the 90% confidence limit. The factor R is found to be 0.4±0.2. The averaged misfit reaches 5.1°. Three focal mechanisms are not consistent with the computed stress tensor.

With the reduced dataset, we must note there is another isolated minima yielding a stress tensor similar to the one obtained with the whole dataset (figure 2.2.10, solution B). The minimum principal stress is oriented N51° ±16° with a 23° plunge at the 90% confidence limit. The factor R is found to be 0.7±0.3. The averaged misfit reaches 5.4° and only two focal mechanisms are not consistent with the solution.

2.3.3.5 New inversion

After applying Julien and Cornet's method results are presented in table 2.2, 2.3 and figure 2.2.11. The first step shows two regions with marked minima, a global minimum with a minimum principal stress oriented N80° with a plunge of 11° and a local minimum with a minimum principal stress oriented N50° with a plunge of 22°.

The global minimum is taken as the a priori stress tensor of the second step. The minimum principal stress of the final solution (solution A) is oriented N87° ±16° with a plunge equal to 19° and a R factor equal to 0.5±0.2 at the 90% confidence limits. Five focal mechanisms are excluded.

Then the second step is applied again using as a priori stress tensor the local minimum yielding a minimum principal stress oriented N50° with a plunge of 22°. This inversion yields a minimum principal stress oriented N51° ±16° with a plunge equal to 27° and a R factor equal to 0.7±0.2 at the 90% confidence limits. Four focal mechanisms are excluded.

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

TABLE 2.3: Results of the inversion for each focal mechanism. rej means a rejected event. excl are the evnts excluded because not being independent. red means the reduced dataset The first column refers to the number of table 2., identifying the events. The second and third columns indicate the misfit w for Angelier inversion. Next are the results for Michael inversion, which nodal plane is used, the angular misfit β and $|\tau|$ for each focal mechanism. The columns with G-F show the results with Gephart and Forsyth's inversion method, i.e. the plane selected as fault plane and the misfit angle for this plane. A indicate resukts for solution A and B for solution B (figure 2.2.10). Finally the last two columns indicate the results using Julien and Cornet's inversion method, i.e. the plane selected as fault plane and the misfit angle for this plane.

N °	Ang	Ang red	Michael			Michael red			G-F		G-F red A		G-F red B		J-C A		J-C B	
w	w	plane	beta	tau	plane	beta	tau	plane	angle	plane	angle	plane	angle	plane	angle	plane	angle	plane
1	0,95	0,89	1	0,1	0,94	1	17	1,07	1	1	1	8	1	8	1	14	2	9
15	0,73	excl	1	8	0,94	excl	excl	excl	1	1	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
19	0,33	0,33	rej	rej	rej	rej	rej	rej	2	10	1	17	2	1	2	21	2	4
20	0,46	excl	1	7	0,95	excl	excl	excl	1	10	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
21	0,47	0,48	rej	rej	rej	2	3	0,63	1	15	2	1	1	18	2	1	rej	rej
22	0,65	0,64	1	1	0,73	1	15	0,66	1	4	1	1	1	1	rej	rej	1	1
26	0,71	0,59	1	12	0,75	1	20	1,12	1	11	1	1	1	6	1	10	1	5
29	rej	rej	rej	rej	rej	2	6	0,46	1	2	2	23	2	1	rej	rej	2	6
30	rej	excl	1	3	0,65	excl	excl	excl	1	6	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
31	0,43	0,77	1	3	1,06	rej	rej	rej	1	6	2	1	2	2	2	2	1	1
32	rej	rej	rej	rej	rej	rej	rej	rej	2	11	1	22	2	11	rej	rej	2	9
33	0,75	0,87	2	12	0,97	rej	rej	rej	2	1	1	4	2	11	1	4	rej	rej
35	0,97	0,97	1	18	1,02	1	3	1,09	2	3	1	3	2	3	1	3	2	3
37	0,76	0,83	1	14	1,08	rej	rej	rej	2	15	2	1	2	4	2	1	2	7
41	0,84	0,92	2	17	1,09	1	15	1,07	2	6	1	1	2	1	1	1	2	1
42	0,43	0,33	rej	rej	rej	rej	rej	rej	2	15	1	4	2	8	1	3	2	9
49	0,98	0,98	1	16	1,04	1	2	1,1	2	1	1	1	2	1	1	5	2	1
51	0,81	0,73	1	5	0,86	1	5	0,98	1	2	1	5	1	2	1	5	1	5
52	0,87	0,86	1	8	0,97	rej	rej	rej	1	10	1	1	1	11	1	4	rej	rej
53	0,89	0,87	2	1	1,04	2	11	0,99	2	7	2	1	1	9	2	3	1	8
54	0,92	0,96	1	11	1,17	2	9	1,08	2	3	2	6	1	5	rej	rej	1	1
55	0,71	0,53	1	12	0,9	2	10	0,93	1	2	2	1	1	1	2	0,2	1	1
57	0,97	0,93	2	11	1,04	1	6	1,17	1	6	1	1	2	9	1	10	2	10
58	0,88	excl	1	1	1,19	excl	excl	excl	1	1	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
59	0,8	excl	1	8	1,07	excl	excl	excl	1	15	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
60	0,92	excl	1	11	1,16	excl	excl	excl	1	1	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
61	0,75	0,67	1	12	0,95	2	7	0,95	1	3	2	1	1	1	1	1	1	1
62	0,74	0,65	1	14	0,97	1	17	0,98	1	4	2	2	1	1	1	3	1	1
63	rej	excl	1	4	0,72	excl	excl	excl	1	7	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
64	0,21	rej	1	17	0,74	2	1	0,96	1	1	2	7	1	1	2	1	1	1
65	0,86	0,8	2	17	1,09	2	8	0,95	1	12	2	5	1	8	2	5	1	10
66	0,53	excl	rej	rej	rej	excl	excl	excl	2	1	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
67	0,89	excl	1	2	1,12	excl	excl	excl	1	5	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
68	0,87	excl	2	6	0,74	excl	excl	excl	2	2	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
69	0,19	excl	2	2	0,68	excl	excl	excl	1	4	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
70	0,81	excl	2	1	1,17	excl	excl	excl	2	5	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl
71	0,97	0,99	1	6	1,15	2	2	1,09	1	4	2	11	1	1	rej	rej	1	6
72	rej	rej	rej	rej	rej	1	16	0,56	1	8	1	9	1	15	1	3	1	15
73	rej	excl	1	14	0,56	excl	excl	excl	1	9	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl	excl

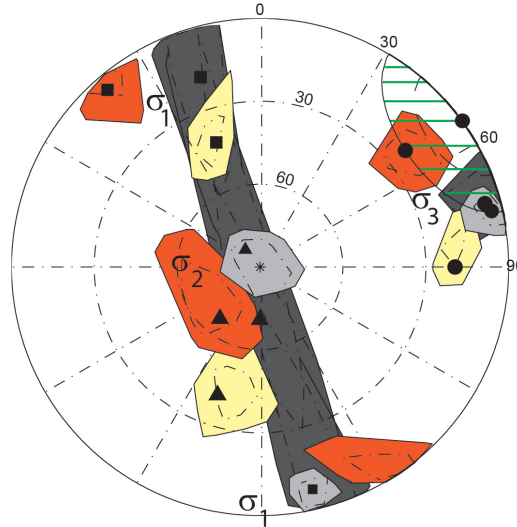


FIGURE 2.2.10: *Principal stress directions determined with the three methods using the reduced dataset. The solution in light grey is determined with Angelier's method. The one in dark grey is determined with Michael's method. The solutions in yellow and orange are determined with Gephart and Forsyth's method. Two minima are found. The solution A yields the principal stress directions with the confidence regions in yellow and the solution B yields the principal stress directions with the confidence regions in orange. The minimum principal stress direction calculated in Basel borehole is shown in green hatches.*

2.3.4 Discussion

In order to fulfill the H3 hypothesis that focal mechanisms sample the unperturbed stress field, an exclusion radius has been introduced for all events (including events for which no focal mechanism was available). Applying this criterion we find no significant variation with Angelier's method and a variation in σ_3 orientation equal to 11° with Michael's method. With Gephart and Forsyth's method we find two solutions, one (solution B) 15° from the solution with the whole dataset and the second (solution A) oriented roughly E-W. These two minima were not discernible when considering the original complete dataset and the confidence limits were significantly larger. The extension of Gephart and Forsyth's method proposed by Julien and Cornet [1987] gives the same results as the initial method, only with confidence limits a little smaller. In the following we will only refer to the results with the reduced dataset.

The results span a 40° quadrant. The minimum horizontal principal stress (σ_3) direc-

2. L'INVERSION DE MÉCANISMES AU FOYER

tion is oriented between $N51^\circ \pm 16^\circ$ ($N35^\circ$ E- $N67^\circ$ E) and $N90^\circ \pm 18^\circ$ ($N72^\circ$ E- $N108^\circ$ E) with Gephart and Forsyth's method, for the 90% confidence limit. The σ_3 orientation given by Michael's method is only 4° different from that found using Angelier's method. This implies that with the resolution of the inversion we cannot identify a difference between a Tresca criterion and a Coulomb criterion which should differ by about 15° . The results with Angelier and Michael's methods present a notable difference from the results with the Gephart and Forsyth method. They are about 20° from solution A and 30° from solution B. Moreover the confidence limits barely overlap with the confidence limit of solution A and do not overlap at all with the ones of solution B. Based on the differences in the physical hypothesis implicit with each method, we prefer the results obtained with Gephart and Forsyth's method.

The characterization of the relative magnitudes of the principal stresses, i.e. the R factor, is poorly constrained. It varies from $R=0.3$ to $R=0.7$ with 90% confidence limits between 0.2 to 0.3. For a variable varying between 0 and 1 a 0.2 confidence level is not a satisfactory resolution and the mean value is not stable. This underscores the fact that a dataset composed of 26 events is not large enough especially if the planes orientations are all similar.

The presence of two minima with Gephart and Forsyth inversion is particularly interesting. It shows that choosing one nodal plane or the other one as fault plane has a significant impact on the final solution. Moreover 62% (resp. 52%) of the nodal planes selected as fault planes with solution A (resp. B) are the ones with the larger uncertainty implying once again that the solution is not well constrained. The fact that a lower percentage of poorly constrained nodal planes are used for determining solution B suggests it may be a better solution. This adds up with the observation that solution B is compatible with 90% of the data, a feature not achieved by any of the other solutions.

The minimum horizontal principal stress (σ_3) direction has been found to be oriented $N54^\circ$ with a standard deviation of 14° according to breakouts observed in the 5 km deep Basel geothermal well (Valley and Evans, 2009). However, a standard deviation of 14° means a 90% confidence level of $\pm 23^\circ$. So the orientation determined in the borehole ($N31^\circ$ - $N77^\circ$) is consistent with most of our inversion results. Such dispersion in the breakout analysis underscores the presence of local heterogeneity. It is then normal to find

it in the volume of the Sierentz seismic crisis which is much larger. With all methods, between 10% and 27% of the focal mechanisms are considered to express heterogeneity and are excluded. A resolution of 15° at the 90% confidence limit can only be obtained if no more than 10% of the events are excluded and this is only the case with the solution B of Gephart and Forsyth.

Plenefisch and Bonjer (1997) previously noted that a rotation of the horizontal stress directions with depth may be affecting the area. But for validating this rotation, only inversions that exhibit a resolution better than 15° may be used. Such rotations have been observed in the 9 km deep KTB borehole in Germany (Cornet and Roeckel, 2012). The solution A would suggest that a rotation of 30° occurs in the Basel area when compared to the borehole data. On the other hand the solution B is quite similar to the borehole results and further it is the only one that satisfies its statistical criteria. Hence solution B is preferred and this leads us to conclude on no rotation with depth. This conclusion suggests that the Basel area is a region of stress anomalies as compared to the region north of the Alps (Cornet and Roeckel, 2012) and this may explain the greater seismic activity in this area.

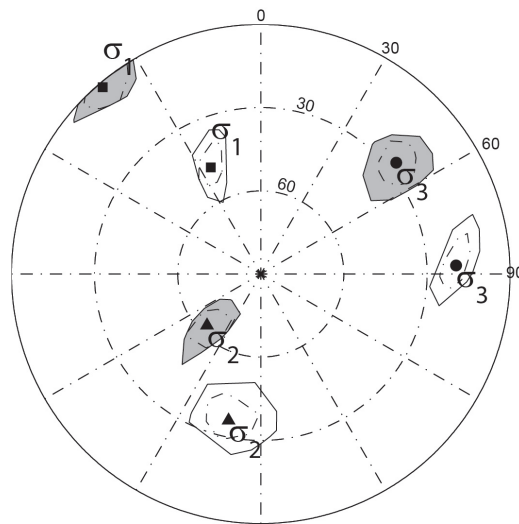


FIGURE 2.2.11: *Principal stress directions determined with Julien and Cornet's method using the reduced dataset. Two minimum are found. The solution A yields the principal stress directions with the confidence regions unfilled and the solution B yields the principal stress directions with the confidence regions in grey. See figure 2.2.7 for a description of the figure.*

2.4 Conclusion

We have compared three of the most used methods for determining principal stress directions from focal mechanisms. All three methods are based on the same basic hypotheses but some methods introduce additional assumptions that have been discussed. From a purely physical point of view, the Gephart and Forsyth method is that which implies the smallest number of prerequisite hypotheses, namely parallelism of slip vector with resolved shear stress, homogeneous stress field in the domain under consideration and independence of focal mechanisms. However none of the three methods consider the effects of heterogeneity and fault interaction. We have introduced two criteria that insure that these prerequisite are satisfied and then applied the inversion methods to this new dataset. Only Gephart and Forsyth's solution satisfies the complete statistical requirement.

The various methods have been applied to the Sierentz 1980 seismic sequence. The 90% confidence limits associated with all solutions obtained for the complete dataset present some common domain. However the 90% confidence limit obtained after attention has been paid to satisfy all the prerequisite conditions associated with the methods suggests Angelier and Michael's methods are 20° off the best solution. The two solutions obtained with Gephart and Forsyth's algorithm with the dataset satisfying all prerequisite conditions suggests either a very good agreement with the borehole stress measurements (solution B) or a rotation with depth of the minimum horizontal principal stress directions from $N51^\circ E$ around 5 km to $N 90^\circ E$ around 13 km (solution A). But only solution B is statistically acceptable (only two heterogeneous focal mechanisms for a set of twenty-six mechanisms). This leads us to conclude that a stress anomaly is present in the Basel area, rotating the maximum horizontal principal stress by 15° to 20° to the west from the mean direction ($N165^\circ \pm 15^\circ$) observed everywhere else north of the Alps.

Acknowledgments

We thank very sincerely Françoise Bergerat and Olivier Lacombe for organizing this BSGF special issue as a tribute to Jacques Angelier's contribution to structural geology. We acknowledge with great pleasure both reviews by Jeanne Hardebeck and Richard Lisle.

3

Calcul de nouvelles inversions

La méthode d'inversion de mécanismes au foyer de Gephart and Forsyth étant préférée, les directions de contraintes déterminées, avec cette méthode, dans la région d'étude sont compilées et l'incertitude déterminée.

Pour comparer les résultats des observations avec le modèle, il est nécessaire de connaître l'azimuth de la contrainte principale minimale et l'incertitude dans la zone de confiance à 90% sur cet azimuth. Cette incertitude est déterminée comme étant l'angle solide entre la valeur probable de la direction de contrainte principale et les valeurs azimuthales extrêmes de la zone de confiance à 90%. Dans l'article nous considérons une incertitude sur la direction mais ici nous souhaitons tracer une incertitude sur l'azimuth donc les directions azimuthales extrêmes sont considérées.

	σ_1	σ_2	σ_3	R	err σ_3	err R
F5	169/9	297/82	79/6	0,4	24 °	0,4
F3	136/16	14/61	233/23	0,65	20 °	0,4
F1+H1	127/11	3/70	220/16	0,6	32 °	0,3
H2	301/23	175/54	43/26	0,35	26 °	0,4
P1	209/75	101/5	10/14	0,35	26 °	0,2

TABLE 3.1: Résultats de l'inversion des données de Kästrup. La première colonne indique le jeu de données. Les trois colonnes suivantes indiquent l'azimuth et le plongement des contraintes principales. Les colonnes suivantes indiquent le rapport R, l'incertitude sur la contrainte minimale et l'incertitude sur R respectivement.

3.1 Résultats de Kastrup et al, 2004

Les résultats de Kastrup sont utilisés. Pour cela les inversions sont recalculées afin de pouvoir déterminer des incertitudes sur les zones de confiance à 90%. La figure 2.3.1 et table 3.1 montrent des résultats identiques à ceux de Kastrup (2004).

Les valeurs de R obtenues pour l'avant-pays alpin (F3, F5 et H2) sont relativement élevées. Cependant, (Hardebeck and Hauksson, 2001) ont noté que l'inversion de Gephart and Forsyth donne des valeurs de R non fiables quand l'état de contrainte est presque axisymétrique. Se basant sur cette étude et remarquant que les inclinaisons de σ_1 et σ_2 sont mal contraintes pour ces jeux de données, Kastrup (2004) en a conclu que R est en réalité proche de 0.

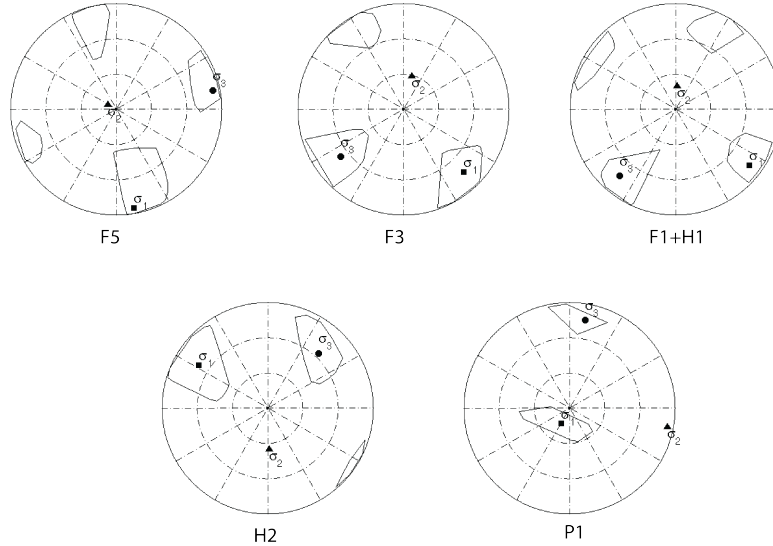


FIGURE 2.3.1: *Orientation des contraintes principales. Voir figure 2.2.7 pour une description de la figure. Les jeux de données sont indiqués en-dessous et font référence à Kastrup (2004).*

On peut noter que l'inversion du jeu de données H3 donne une incertitude très grande (Kastrup, 2004). Plutôt que de conserver cette inversion, la moyenne des directions des axes P et T est calculée et une incertitude de 45° est attribuée sur l'orientation. Le rapport R résultat de l'inversion n'est pas considéré car il est déjà mal contraint sur les inversions qui donnent des orientations relativement bien contraintes. Donc sur une inversion avec des orientations mal contraintes il sera encore plus incertain.

σ_1	σ_2	σ_3	R	err σ_3	err R
359/48	133/33	60/24	0,4	35 °	0,4

TABLE 3.2: Résultats de l'inversion de Rambervillers. Les trois premières colonnes indiquent l'azimuth et le plongement des contraintes principales. Les colonnes suivantes indiquent le rapport R, l'incertitude sur la contrainte minimale et l'incertitude sur R respectivement.

3.2 Crise de Rambervillers

Les mécanismes au foyer de la crise sismique suivant le séisme de magnitude Mw=4,8 (magnitude ETH) du 22 février 2003 à Rambervillers (BCSF, 2007) sont également inversés. Pour compléter ce jeu de données les mécanismes déterminés par Lehujeur (2011) sont ajoutés. La figure 2.3.2 montre l'orientation des plans de faille. On peut voir que la direction N5° est très nettement préférentielle, l'inversion sera donc mal contrainte.

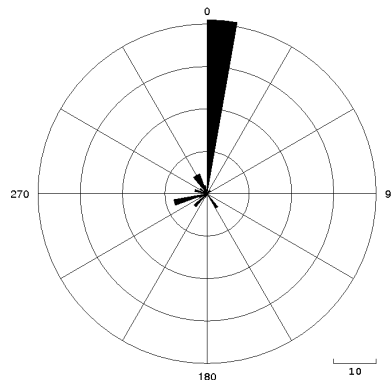


FIGURE 2.3.2: Azimuths des plans nodaux des mécanismes au foyer de Rambrevillers.

La figure 2.3.3 et table 3.2 montrent les résultats. La contrainte principale minimale est assez bien contrainte tandis que les contraintes maximales sont subégales. L'incertitude assez élevée sur les résultats peut être également due au fait que le critère de distance n'a pas été appliqué et donc l'indépendance des événements n'est pas vérifiée.

3.3 Crise de Waldkirch

Une tentative d'inversion des mécanismes au foyer de la crise sismique de Waldkirch (Benn, 2006) a été effectuée. Cependant nous ne disposons que de 13 mécanismes au foyer

3. CALCUL DE NOUVELLES INVERSIONS

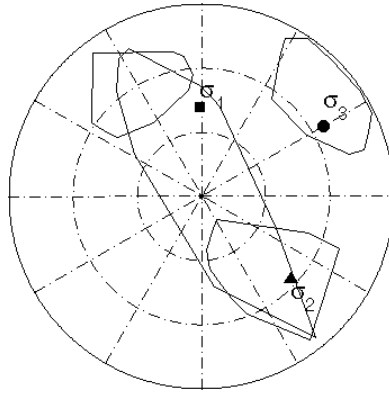


FIGURE 2.3.3: *Orientation des contraintes principales. Voir figure 2.2.7 pour une description de la figure.*

relativement semblables (figure 2.3.4 et 2.3.5 et annexe 2). L'inversion ne donne donc pas de résultats satisfaisants. De même qu'avec le jeu H3 de Kastrup plutôt que de ne pas utiliser ces données la moyenne des directions des axes T est calculée (N236°).

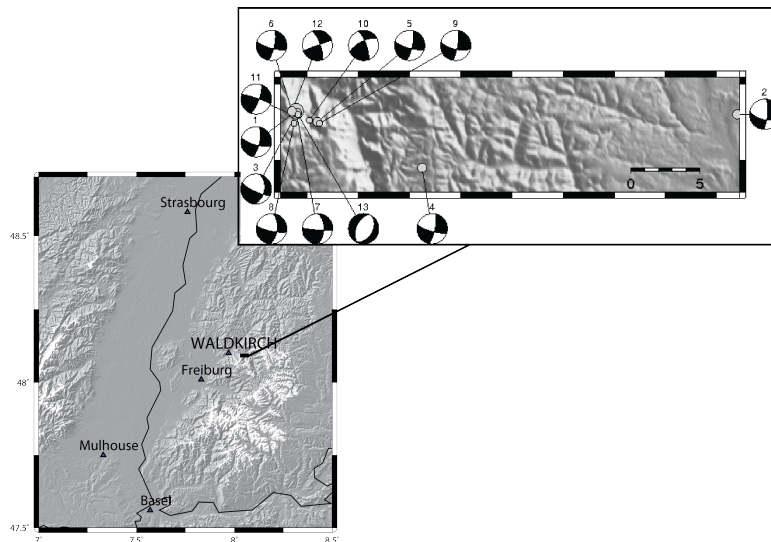


FIGURE 2.3.4: *Mécanismes au foyer de la crise sismique de Waldkirch d'après Benn (2006).*

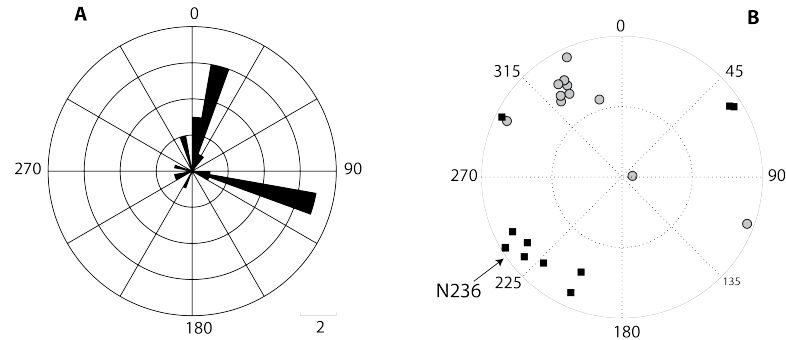


FIGURE 2.3.5: Orientation des mécanismes au foyer de Waldkirch. A : Azimuts des plans nodaux. B : axes P (cercles) et T (carrés). L'azimuth moyen des axes T est indiqué par une flèche.

3.4 Comparaison des résultats

Les magnitudes absolues du tenseur de contrainte dans les forages sont mal contraintes. Cependant, de même que pour les mécanismes au foyer, le rapport R peut être calculé.

Les contraintes sur la magnitude absolue des contraintes principales à Bâle imposent :

$$0,5 \leq R \leq 1 \quad (2.3.1)$$

Ce qui est cohérent avec le rapport R obtenu à Sierentz. A Soultz un rapport R :

$$0 \leq R \leq 0,2 \quad (2.3.2)$$

est obtenu.

De plus Dorbath et al. (2010) ont inversé les mécanismes au foyer des séismes induits de Soultz et ont trouvé un rapport $R=0,25$ cohérent avec ce résultat de R proche de 0.

La figure 2.3.6 montre les directions de contrainte minimale des différentes méthodes mises ensemble. Il n'y a pas de données sur l'ouest de la zone ce qui implique que le modèle ne sera contraint que par quelques points localisés dans une région assez restreinte. Cependant, des variations de directions sont observées entre les points dont on dispose qu'il faudra retrouver dans la modélisation. On observe une rotation de la direction de contrainte minimale avec l'axe des Alpes, du nord-est de la Suisse à Genève, de $N40^\circ$ à $N79^\circ$ qui sort des zones de confiance à 68% (Kastrup, 2004). Enfin on peut observer une rotation entre la zone de Bâle et le nord de la région (Soultz).

3. CALCUL DE NOUVELLES INVERSIONS

La direction correspondant à un rapport R entre 0.66 et 1 près de Genève est conservée car le rapport R obtenu est inférieur à 0.9. Les valeurs des contraintes σ_2 et σ_3 sont donc très proches mais pas égales.

Concernant le rapport R , on peut noter qu'il est de manière générale proche de 0. Il semble également varier d'une valeur proche de 0 à l'est à une valeur intermédiaire vers Bâle puis être proche de 1 au sud-est. Au vu de l'incertitude sur la mesure de R et le peu de points dont on dispose, il faut être prudent sur cette observation mais il semble y avoir une variation cohérente de ce facteur R sur l'avant-pays alpin.

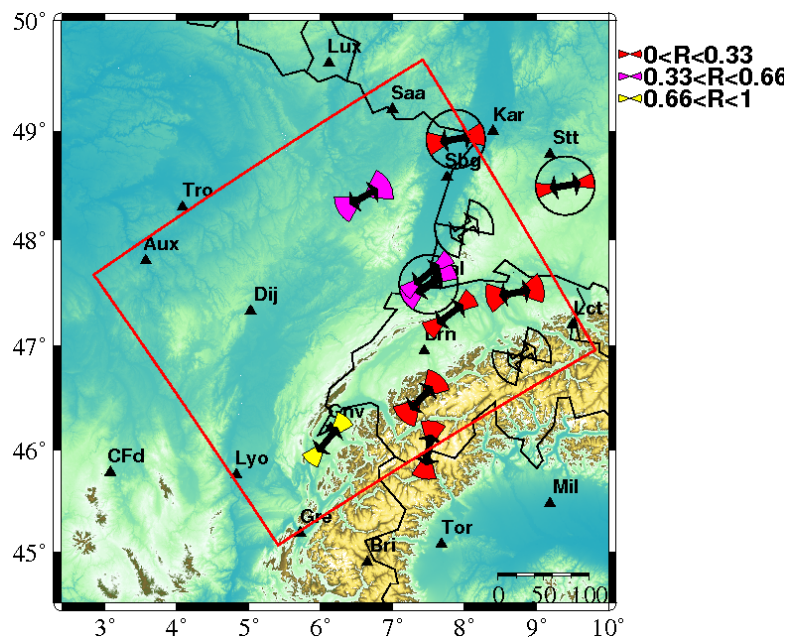


FIGURE 2.3.6: Orientation de la contrainte minimale horizontale. Les directions encerclées indiquent les données obtenues à partir des forages profonds.

Troisième partie

Modélisation mécanique

Maintenant que la géométrie du modèle, les conditions aux limites et les données sont définies le modèle numérique peut être étudié. Il est tout d'abord nécessaire de montrer le mode de fonctionnement du code Flac et de valider son utilisation. Cette validation passe par la comparaison d'une solution analytique et du résultat numérique. La solution analytique calcule les contraintes principales dans un plan surplombé par une montagne soumis à la gravité. Ensuite une étude paramétrique des paramètres élastiques utilisés dans le modèle sera effectuée afin d'en étudier les effets.

Une fois le code validé, le calcul peut être effectué. L'objectif est de déterminer l'effet de la pesanteur sur le système lithosphère-asthénosphère à l'échelle 360*400*230 km. Ce calcul sera effectué avec Flac qui permet de considérer différents types de rhéologies.



1

Le modèle numérique

1.1 Le code aux différences finies explicites : Flac

Flac (Fast Lagrangian Analysis of Continua) est un code initialement développé pour des études de géotechnique et génie civil. C'est un programme de modélisation par différences finies explicites, développé par le groupe Itasca qui a déjà été décrit à plusieurs reprises (Cundall, 1989; Lavier et al., 2000).

Il résout dans la formulation lagrangienne les équations du mouvement (équation 3.1.1) couplées aux équations constitutives (équation 3.1.2).

$$\sigma_{ij,j} + \rho b_i = \rho \frac{dv_i}{dt} \quad (3.1.1)$$

$$\frac{D\sigma}{Dt} = F(\sigma, \dot{\epsilon}, k) \quad (3.1.2)$$

où ρ est la densité, σ_{ij} les composantes du tenseur de contrainte, b la force de volume par unité de masse, v la vitesse, $\dot{\epsilon}$ le tenseur vitesse de déformation et k un paramètre qui prend en compte l'histoire du chargement.

Pour l'équation 3.1.2 les lois de comportement déterminées dans la partie 1 chapitre 4 sont utilisées. Une loi visco-élastique fluide est utilisée pour l'asthénosphère et des lois élastiques ou élasto-plastiques pour la lithosphère.

La formulation numérique de Flac est caractérisée par trois points :

1. la discrétisation du milieu
2. son approche en différences finies

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

3. son approche de solution dynamique

Le processus de discrétisation (1) implique que toutes les forces mises en jeu sont concentrées aux noeuds de la grille. Flac utilise un processus de discrétisation mixé, c'est-à-dire que chaque maille est constituée d'une assemblée de 5 tétraèdres (figure 3.1.1). Ce schéma a pour but de réduire les problèmes dans certains cas particuliers de plasticité. En effet, ils ne peuvent pas se déformer sans changer de volume comme cela est requis par certaines lois de comportement. Avec ce schéma de discrétisation cependant, le premier invariant du tenseur du taux de déformation est déterminé comme étant le volume moyen sur tous les tétraèdres de la zone. La zone peut donc rester de volume constant.

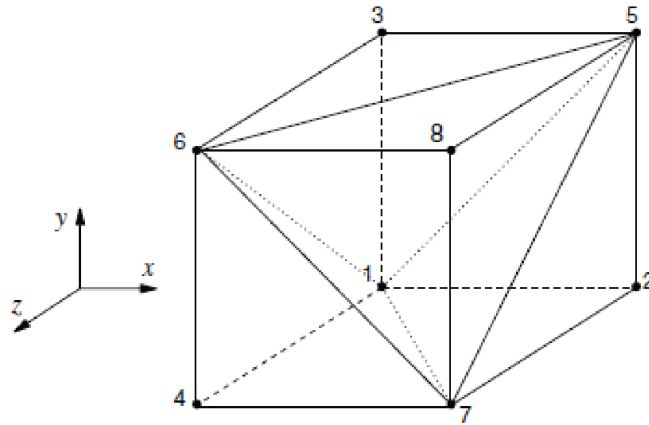


FIGURE 3.1.1: Une maille avec sa superposition de cinq tétraèdres.

Dans la méthode des différences finies (2) les dérivées spatiales et temporelles d'une variable sont approximées en supposant que cette variable varie linéairement sur un intervalle de temps spatial et temporel.

A l'aide des points (1) et (2) et des équations 3.1.1 et 3.1.2 la résolution d'un pas de calcul peut être explicitée. A partir de l'équation du mouvement, la vitesse et le déplacement sont obtenus en fonction des contraintes. Puis, la déformation en est déduite. Enfin en utilisant les équations constitutives le tenseur des contraintes est déterminé (figure 3.1.2).

L'approche dynamique, point (3), signifie que les termes d'inertie de l'équation du mou-

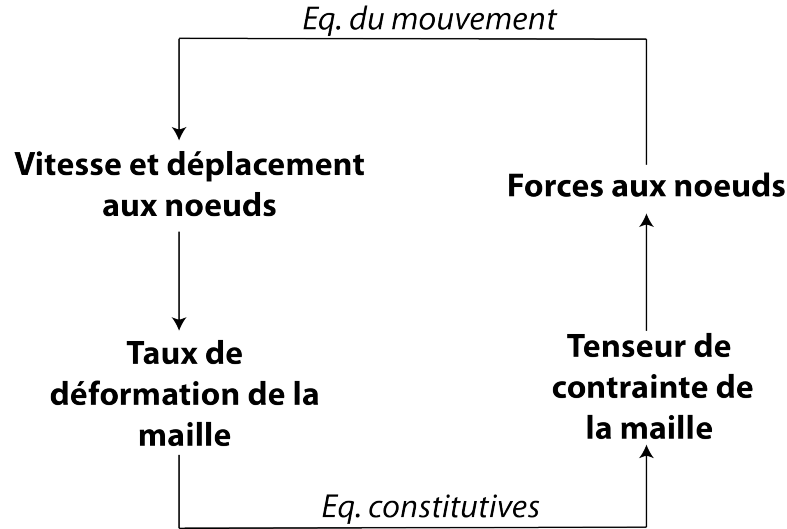


FIGURE 3.1.2: Les principales étapes d'un pas de calcul de Flac.

vement sont utilisés pour atteindre l'équilibre du système considéré. Pour cela, l'équation du mouvement est exprimée aux noeuds du tétraèdre en considérant un problème statique équivalent :

$$\sigma_{ij,j} + \rho B_i = 0 \quad (3.1.3)$$

où

$$B_i = \rho \left(b_i - \frac{dv_i}{dt} \right) \quad (3.1.4)$$

Ensuite une vitesse nodale virtuelle est appliquée et le théorème des travaux virtuels est utilisé. Ce théorème dit que le taux de travail extérieur généré par les forces de volume et par les forces nodales est égal au taux de travail des forces internes généré par les contraintes sous la vitesse appliquée. Une force de déséquilibre au noeud l est ainsi déterminée :

$$F_i^{(l)} = \underbrace{\left[\left[\frac{\sigma_{ij} n_j^{(l)} S^{(l)}}{3} + \frac{\rho b_i V}{4} \right] \right]^{(l)}}_{\text{contribution des tétraèdres au noeud } l} + \underbrace{P_i^{(l)}}_{\text{chargement + forces}} \quad (3.1.5)$$

Quand cette force est nulle le milieu est à l'équilibre. En réalité, cette force n'est jamais tout à fait nulle et un seuil doit être défini à partir duquel le milieu est considéré à l'équilibre. Une valeur moyenne de 10^{-5} est utilisée pour ce seuil.

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

Un des avantages de ce code est que son schéma de résolution explicite permet de prendre en compte des rhéologies non-linéaires comme la plasticité nécessaire à notre modélisation.

D'autre part, il est possible de prendre en compte des interfaces permettant des glissements et des décollements pour simuler des failles. Les interfaces sont représentées par des collections d'éléments triangulaires définis par trois noeuds. Le modèle constitutif utilisé sur ces éléments est un critère de Coulomb. A chaque pas une force normale et un vecteur force cisailante sont calculés.

Enfin, le code permet de simuler des grandes déformations grâce à la correction des composantes du tenseur des contraintes suite à la rotation de ses axes et à la mise à jour des coordonnées des noeuds.

Ce logiciel est donc bien adapté à notre problème puisqu'il nous permet de prendre en compte des rhéologies plastiques et d'inclure une faille lithosphérique grâce à l'utilisation d'interfaces et aux grandes déformations.

1.2 Comparaison du modèle numérique à une solution analytique

Il est important de vérifier la précision de Flac. Pour cela un problème, où une solution analytique est connue, est comparé à la solution fournie par Flac. Seule la vérification d'une solution élastique est effectuée.

Savage et al. (1985) et Savage and Swolfs (1986) ont étudié l'effet de contraintes gravitaires et tectoniques sur des montagnes et vallées. Pour cela ils ont utilisé un demi-plan élastique surmonté d'une montagne ou vallée. Nous avons recalculé leurs résultats et les avons comparés aux résultats numériques.

1.2.1 Solution analytique

Les principales étapes de calcul de la solution analytique sont brièvement expliquées. Les équations d'équilibre pour un demi-plan élastique soumis uniquement à la gravité

1.2 Comparaison du modèle numérique à une solution analytique

sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} - \rho g = 0 \end{cases} \quad (3.1.6)$$

Pour ce problème, d'une montagne symétrique, on suppose que la déformation est plane. On a alors des contraintes planes avec trois composantes non nulles (σ_x , σ_y , σ_{xy}) et deux composantes de déplacement. Il faut alors satisfaire l'équation de compatibilité :

$$\nabla^2(\sigma_x + \sigma_y) = 0 \quad (3.1.7)$$

En introduisant la fonction d'Airy, U , ces équations deviennent :

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y^2} + \frac{\mu}{1 - \mu} \rho g y \\ \sigma_y = \frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} + \rho g y \\ \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y \partial x} \end{cases} \quad (3.1.8)$$

En insérant (3.1.8) dans (3.1.7) on a :

$$\nabla^4 U(x, y) = \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 U}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 U}{\partial y^4} = 0 \quad (3.1.9)$$

Une solution de 3.1.9 peut alors s'exprimer avec les fonctions analytiques ϕ et ψ de la variable complexe $z = x + iy$ avec $U(x, y) = \Re[\bar{z}\phi(z) + \psi(z)]$ (Muskhelishvili and Radok, 1953, chap. 31) et on obtient ainsi :

$$\begin{cases} \sigma_x + \sigma_y = 4 * \Re(\Phi(z)) + \frac{\rho g y}{1 - \mu} \\ \sigma_y - \sigma_x + 2i * \sigma_{xy} = 2[\bar{z} * \Phi'(z) + \Psi(z)] + \left[\frac{1 - 2\mu}{1 - \mu} \right] \rho g y \end{cases} \quad (3.1.10)$$

avec,

$$\Phi(z) = \phi'(z) \quad \text{et} \quad \Psi(z) = \psi''(z)$$

où les barres représentent les complexes conjugués.

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

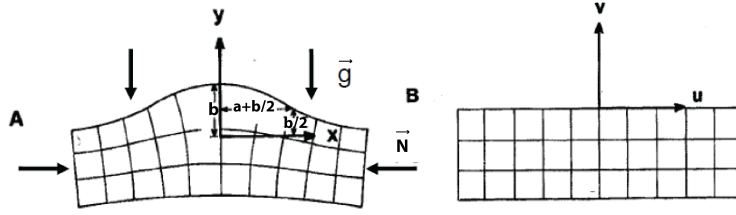


FIGURE 3.1.3: Transformation conforme permettant de passer d'un demi-plan à une montagne. b est la hauteur de la montagne, $a+b/2$ sa demi-largeur.

On introduit maintenant la transformation conforme :

$$z = f(w) = w + \frac{ab}{w - ia} \quad (3.1.11)$$

Cette transformation permet de passer d'un demi-plan à une montagne symétrique par rapport à l'origine (figure 3.1.3). $z = x + iy$ est une fonction de $w = u + iv$.

En notant $\Phi_1(z)$ et $\Psi_1(z)$ les fonctions précédemment notées $\Phi(z)$ et $\Psi(z)$ on introduit alors les nouvelles notations : $\Phi(w) = \Phi_1(z) = \Phi_1(f(w))$, $\Psi(w) = \Psi_1(f(w))$ et :

$$\Phi'_1(z) = \frac{d}{dz}(\Phi_1(f(w))) = \frac{d}{dw}(\Phi_1(f(w))) \cdot \frac{dw}{dz} = \frac{\Phi'(w)}{f'(w)}$$

L'équation (3.1.10) devient alors :

$$\begin{cases} \sigma_x + \sigma_y = 4 * \Re(\Phi(w)) \\ \sigma_y - \sigma_x + 2i\sigma_{xy} = 2\left[\frac{\overline{f(w)}}{f'(w)}\Phi'(w) + \Psi(w)\right] \end{cases} \quad (3.1.12)$$

La condition aux limites en $v = 0$ est :

$$N + iT = \frac{\sigma_u + \sigma_v}{2} + \frac{\sigma_v - \sigma_u + 2i\sigma_{uv}}{2} = 0 \quad (3.1.13)$$

où N est la traction normale et T la traction tangentielle. Or on a :

$$\begin{cases} \sigma_u + \sigma_v = \sigma_x + \sigma_y \\ \sigma_v - \sigma_u + 2i\sigma_{uv} = \frac{(\sigma_y - \sigma_x + 2i\sigma_{xy}) * f'(w)}{f'(w)} \end{cases} \quad (\text{Muskhelishvili and Radok, 1953, chap. 93})$$

Donc (3.1.13) s'écrit :

1.2 Comparaison du modèle numérique à une solution analytique

$$2 * \Re(\Phi(u)) + \frac{\overline{f(u)}}{f'(u)} * \Phi'(u) + \frac{f'(u)}{f'(u)} * \Psi(u) = \underbrace{-\frac{1}{2} \left[\frac{1}{1-\mu} \right] \rho g \Im f(u) - \frac{1}{2} \left[\frac{1-2\mu}{1-\mu} \right] \rho g \Im f(u) \frac{f'(u)}{f'(u)}}_G \quad (3.1.14)$$

On peut réécrire (3.1.14) ainsi :

$$\overline{f'(u)} * \Phi(u) + \overline{f'(u)} * \overline{\Phi(u)} + \overline{f(u)} * \Phi'(u) + f'(u) * \Psi(u) = \overline{f'(u)} * G \quad (3.1.15)$$

La forme complexe conjuguée de l'équation 3.1.15 s'exprime :

$$f'(u) * \overline{\Phi(u)} + f'(u) * \Phi(u) + f(u) * \overline{\Phi'(u)} + \overline{f'(u)} * \overline{\Psi(u)} = h \quad (3.1.16)$$

où $h = f'(u) * \overline{G}$

On détermine ensuite Φ et Ψ à l'aide des propriétés de l'intégrale de Cauchy et on obtient ainsi σ_x , σ_y et σ_{xy} à l'aide du système d'équations 3.1.12. Le calcul de Φ et Ψ est détaillé dans l'annexe 3.

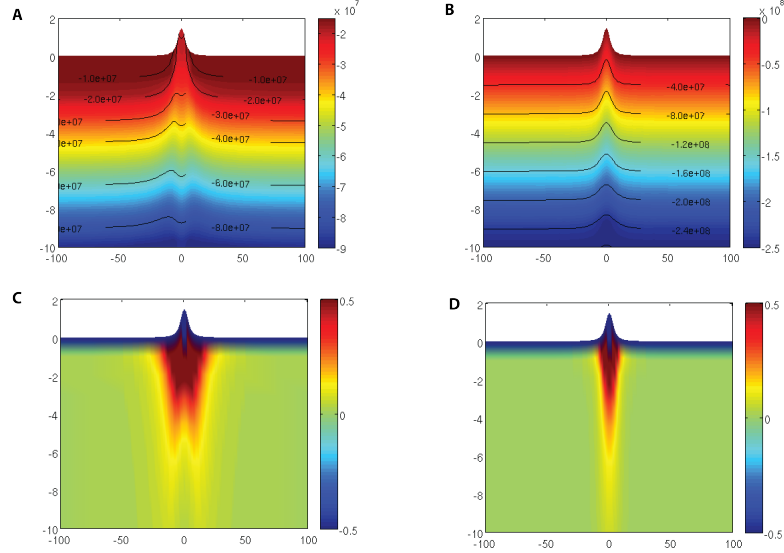


FIGURE 3.1.4: *Solution analytique pour une hauteur $b=1500$ m et un rapport $a/b=2$. A : σ_{xx} ; B : σ_{zz} ; C : $\frac{\sigma_{xx} - (\nu/(1-\nu))\rho g z}{\nu/(1-\nu)\rho g z}$; D : $\frac{\sigma_{zz} - \rho g z}{\rho g z}$. L'effet de la montagne décroît rapidement.*

La solution analytique est ensuite déterminée pour une montagne de hauteur $b=1500$ m et un rapport $a/b=2$. Les contraintes sont plus élevées sous la montagne (figure 3.1.4)

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

comme attendu mais comme les contraintes augmentent avec la profondeur cet effet devient négligeable vers 4km. Si on compare cette solution à la solution d'un demi-plan sans montagne, on observe que cette variation de contrainte due à la montagne est un peu plus étendu latéralement pour la contrainte σ_{xx} que pour la contrainte σ_{zz} .

1.2.2 Solution numérique

Pour la solution numérique, Flac3D étant un code en 3 dimensions, la dimension y est fixée à 2 fois la dimension x afin de s'en affranchir. Une grille de taille 300*600*100 km est définie.

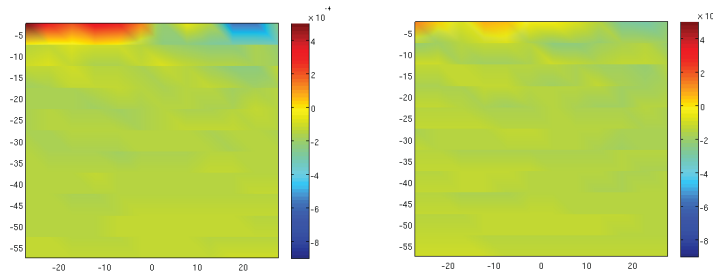


FIGURE 3.1.5: Erreur relative de la solution numérique par rapport à la solution exacte pour un milieu soumis à la pesanteur uniquement. A : σ_{xx} ; B : σ_{zz}

La base du modèle est fixée dans la direction z. Dans un premier temps la montagne n'est pas insérée et la solution de ce domaine soumis à la gravité est comparée à la solution exacte : $\sigma_{zz} = \rho g z$ et $\sigma_{xx} = \frac{\nu}{1-\nu} \rho g z$. On observe (figure 3.1.5) que l'erreur relative est de l'ordre de 10^{-5} en général et de 10^{-4} en surface. Elle est très légèrement plus élevée pour σ_{xx} que pour σ_{zz} en surface. C'est un résultat satisfaisant. On peut maintenant étudier l'effet d'une montagne. Le résultat numérique est très similaire au résultat analytique (figure 3.1.4 et 3.1.6). Il est cependant difficile de comparer quantitativement les deux solutions car les points de calculs sont différents. Il faut alors interpolier les deux solutions sur un ensemble commun de points. Or les différences majeures entre les deux calculs s'observent à la surface, là où l'interpolation des solutions est la moins fiable. C'est pourquoi seule une comparaison qualitative a été effectuée. La solution numérique ne concorde pas tout à fait avec la solution analytique pour la contrainte σ_{xx} au niveau de la surface. Cela est

probablement dû au pas de calcul de la solution numérique. Comme cet effet ne s'étend pas en profondeur, il n'a pas été étudié plus avant.

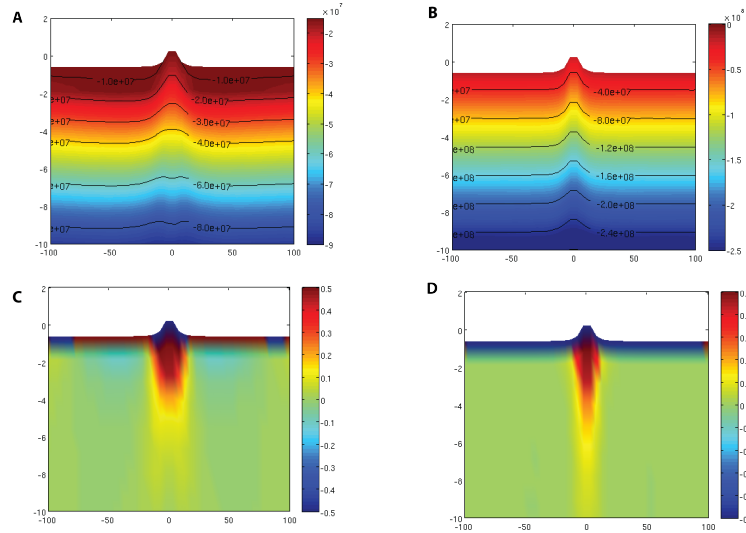


FIGURE 3.1.6: *Solution numérique pour une montagne de hauteur $b=1500$ m et de rapport $a/b=2$. A : σ_{xx} ; B : σ_{zz} ; C : $\frac{\sigma_{xx}-\nu/(1-\nu)\rho gz}{\nu/(1-\nu)\rho gz}$; D : $\frac{\sigma_{zz}-\rho gz}{\rho gz}$. L'effet de la montagne décroît rapidement.*

Maintenant que le code est validé il peut être utilisé pour étudier l'effet de la pesanteur sur le volume défini.

1.3 Les paramètres du modèle

Le secteur modélisé est de taille 360 km*400 km*230 km. Le pas horizontal est de 20 km et le pas vertical est d'environ 7 km dans la croûte puis augmente jusqu'à 17 km dans l'asthénosphère. Pour définir le maillage vertical, l'épaisseur de chaque couche est calculée à partir des profondeurs des interfaces puis ces épaisseurs sont divisées par le nombre de zones définies dans chaque couche (figure 3.1.7). La taille d'une zone dans le manteau diminue de 0,9 en remontant vers la croûte. Ainsi à la base de la croûte une zone du manteau est de la même taille que les zones dans la croûte et de même au niveau du LAB.

Un point important à prendre en compte est la localisation des limites du modèle. Il est important de pouvoir analyser les résultats de la modélisation sur toute la zone à prendre

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

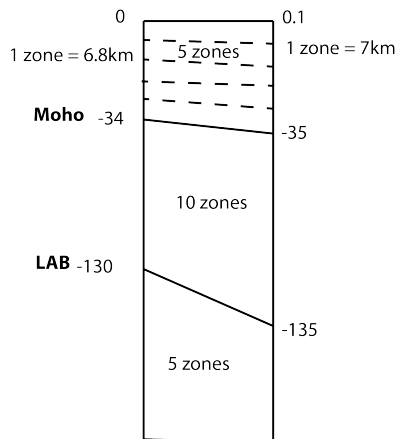


FIGURE 3.1.7: Schéma montrant la définition du maillage vertical. Un exemple du maillage dans la croûte est montré.

en compte. Pour cela les limites du modèle doivent être éloignées. En effet ces limites sont des troncatures d'une structure en réalité beaucoup plus grande et elles doivent donc être placées suffisamment loin pour ne pas affecter la zone d'étude.

Afin d'étudier l'impact de ces limites une étude purement élastique est menée. Le rapport de contrainte R défini dans la partie 2 section 2.2.2 est calculé à 15km de profondeur pour deux tailles de modèle différentes (figure 3.1.8). A cette fin, les interfaces sont étendues par interpolation linéaire en les faisant tendre vers une valeur constante (0 km pour la topographie, -34 km pour le Moho, -130 km pour le LAB). Cela signifie que cet agrandissement ne représente pas une modélisation plus étendue de la lithosphère, c'est uniquement une méthode numérique pour éloigner les limites. On observe (figure 3.1.9) que pour le modèle dont les bords sont 3 fois plus grands que la zone d'étude, le centre du modèle n'est plus affecté par les limites du modèle. Pour notre modèle nous utiliserons donc ce modèle dont l'aire représente 9 fois la zone d'étude.

La figure 3.1.10 récapitule les conditions aux limites appliquées. La surface est une surface libre. Sur les limites latérales le déplacement normal au bord est imposé nul. Comme le déplacement n'intervient pas dans les équations de Flac cette condition se traduit par une vitesse nulle dans la direction normale aux bords. La même condition de déplacement nul dans la direction normale à la base est appliquée.

Les paramètres rhéologiques correspondant aux différentes lois rhéologiques utilisées

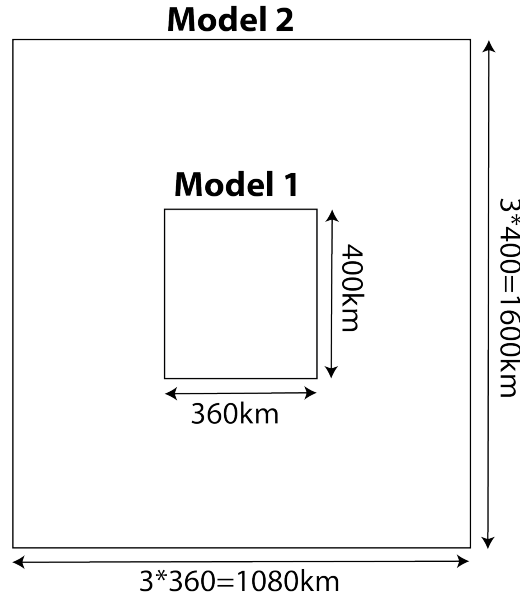


FIGURE 3.1.8: Les deux tailles de modèle étudiées.

TABLE 1.1: Paramètres rhéologiques des trois couches considérées. La première colonne donne le nom du calcul. Les deux colonnes suivantes indiquent les paramètres élastiques (module d'Young E et coefficient de Poisson ν), la troisième colonne indique la viscosité, la quatrième colonne indique la limite de plasticité utilisée pour le critère de Von Mises et la dernière colonne indique la densité.

	$E(\text{GPa})$	ν	$\eta(\text{Pa.s})$	plasticité (Von Mises)	$\rho(\text{g.cm}^{-3})$
Crust	75	0,25		100 MPa	2,7
Lithos. mantle	150	0,25		100 MPa	3,3
Asthenosphere	150	0,25	5e19		3,3

ainsi que les densités sont indiqués dans la table 1.1. Aucun contraste de paramètres élastiques ou de densité n'est défini à la LAB. Les mêmes valeurs que dans le manteau sont appliquées. Par contre le Moho est représenté à la fois par un contraste de densité et par un contraste de paramètres rhéologiques.

Le module d'Young adopté est déterminé d'après les vitesses des ondes P et S par la relation :

$$E = V_S^2 \rho \frac{3 \left(\frac{V_P}{V_S} \right)^2 - 4}{\left(\frac{V_P}{V_S} \right)^2 - 1} \quad (3.1.17)$$

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

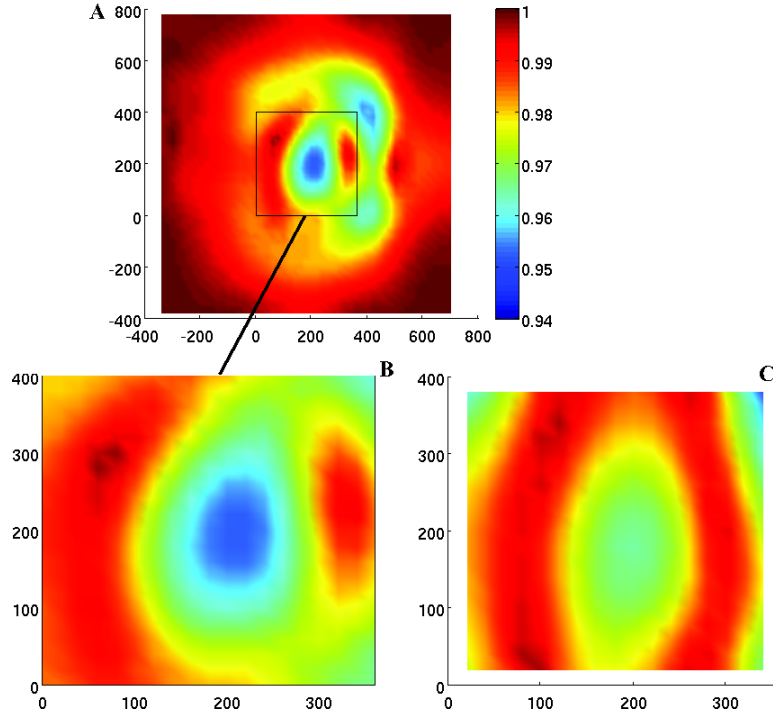


FIGURE 3.1.9: *Comparaison du rapport R à 15 km de profondeur pour un modèle élastique. A. Modèle avec les limites étendues. B. Zoom sur la zone d'étude. C. Modèle de la taille de la zone d'étude.*

Avec dans la croûte $V_P = 6 \text{ km.s}^{-1}$ et $V_S = 3.4 \text{ km.s}^{-1}$ on obtient d'après l'équation 3.1.17 :

$$E_c \approx 75 \text{ GPa} \quad (3.1.18)$$

De même dans le manteau on a $V_P = 8 \text{ km.s}^{-1}$ et $V_S = 4.7 \text{ km.s}^{-1}$, d'où :

$$E_m \approx 150 \text{ GPa} \quad (3.1.19)$$

Un coefficient de Poisson de 0,25 est utilisé, valeur communément utilisée (Jaeger and Cook, 1979). Le coefficient de Poisson dynamique peut également être déterminé :

$$\nu = \frac{\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - 2}{2 * \left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - 2} \quad (3.1.20)$$

Ce qui donne un coefficient de Poisson de 0,26 (resp. 0,24) dans la croûte (resp. dans le manteau). Un coefficient de poisson de 0,25 est donc cohérent avec les vitesses d'onde sismique.

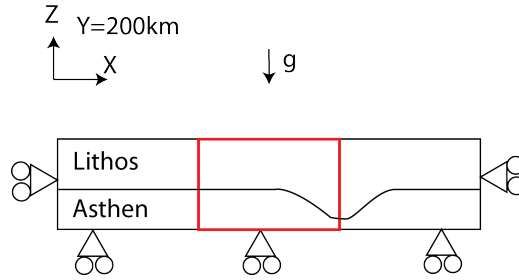


FIGURE 3.1.10: Schéma d'une coupe à $y=200$ km montrant les conditions aux limites. La zone en rouge est le secteur réel modélisé.

1.4 Etude de l'influence des paramètres élastiques

Les paramètres élastiques que nous venons de définir sont déterminés par la sismologie. Ce sont des paramètres dynamiques et Jaeger and Cook (1979) ont montré qu'on observe des différences entre les paramètres dynamiques et statiques. Le module d'Young dynamique est en général plus élevé que le module d'Young statique alors que c'est le contraire pour le coefficient de Poisson. D'autre part, Lombardi et al. (2008) ont observé des variations du coefficient de Poisson dans les Alpes suivant les unités structurales de 0,22 à 0,26. Il faut alors se demander quelle importance ces paramètres ont sur les résultats de la modélisation.

Pour répondre à cette question une étude paramétrique a été menée afin d'évaluer l'importance du choix des paramètres élastiques. La lithosphère est élastique et l'asthénosphère visqueuse. La densité de la croûte est de 2700 kg.m^{-3} et celle du manteau de 3300 kg.m^{-3} . Seule la gravité est appliquée et les conditions aux limites sont des conditions de non-déplacement dans la direction normale aux bords du modèle.

Dans un premier temps, le module d'Young reste constant mais le coefficient de Poisson varie. Trois valeurs sont considérées : la valeur dynamique 0,25, une valeur plus faible 0,2 et une valeur plus forte 0,38. Ensuite le module d'Young varie mais le coefficient reste constant. Deux cas sont considérés : le module d'Young dynamique et un module d'Young plus faible ($E=40$ GPa dans la croûte et $E = 100$ GPa dans le manteau). En effet, le module d'Young d'un granite peut descendre à 40 GPa. Une valeur de cet ordre du module d'Young est donc envisageable.

On ne note aucune différence notable quand le coefficient de Poisson varie (figure

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

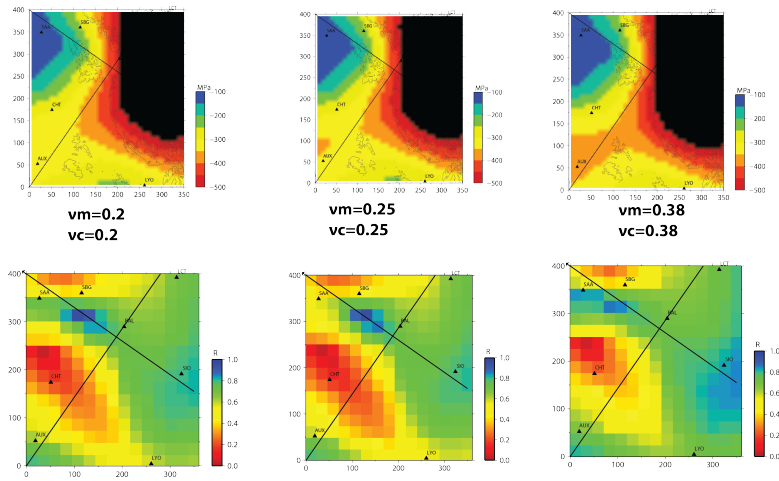


FIGURE 3.1.11: *Contrainte différentielle $\sigma_1 - \sigma_3$ (en haut) et rapport R (en bas) à 15 km pour différentes valeurs du coefficient de Poisson. Le module d'Young est égal à 75 GPa dans la croûte et 150 GPa dans le manteau.*

3.1.11), le rapport R augmente un peu si le module d'Young est élevé. Si le module d'Young est plus faible que la valeur dynamique la contrainte différentielle est très légèrement plus faible (figure 3.1.12). En conclusion, des variations des paramètres élastiques ne modifient pas de manière significative le champ de contrainte.

Ces tests confirment le choix des paramètres élastiques sismiques pour notre modélisation.

1.4 Etude de l'influence des paramètres élastiques

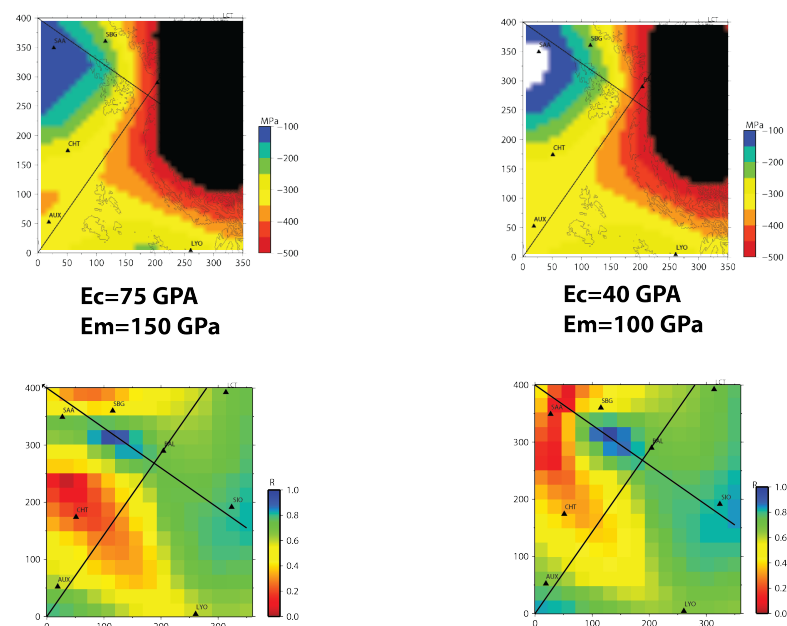


FIGURE 3.1.12: Contrainte différentielle $\sigma_1 - \sigma_3$ (en haut) et rapport R (en bas) à 15 km pour deux valeurs différentes du module d'Young. Le coefficient de Poisson est égal à 0,25.

1. LE MODÈLE NUMÉRIQUE

2

Résultats

Les résultats sont considérés à 15 km de profondeur pour être dans la partie sismique de la croûte. Ils sont uniquement observés dans la zone modélisée. La partie 2 a montré que la direction de la contrainte principale minimale est la mieux contrainte donc c'est celle-ci qui sera considérée. Les valeurs relatives aussi bien qu'absolues de contrainte étant mal définies, le rapport R est préféré.

Tous ces paramètres sont étudiés pour vérifier l'importance de la rhéologie et des structures lithosphériques.

Afin de valider le modèle à grande échelle, la solution sans étendre les limites est comparée à la solution à grande échelle (figure 3.2.1 et 3.2.2). On observe que les deux solutions sont similaires, les seules différences s'observent sur les bords du haut et du bas là où s'observaient les principales variations du rapport R (figure 3.1.9). L'éloignement des frontières joue ainsi son rôle.

2. RÉSULTATS

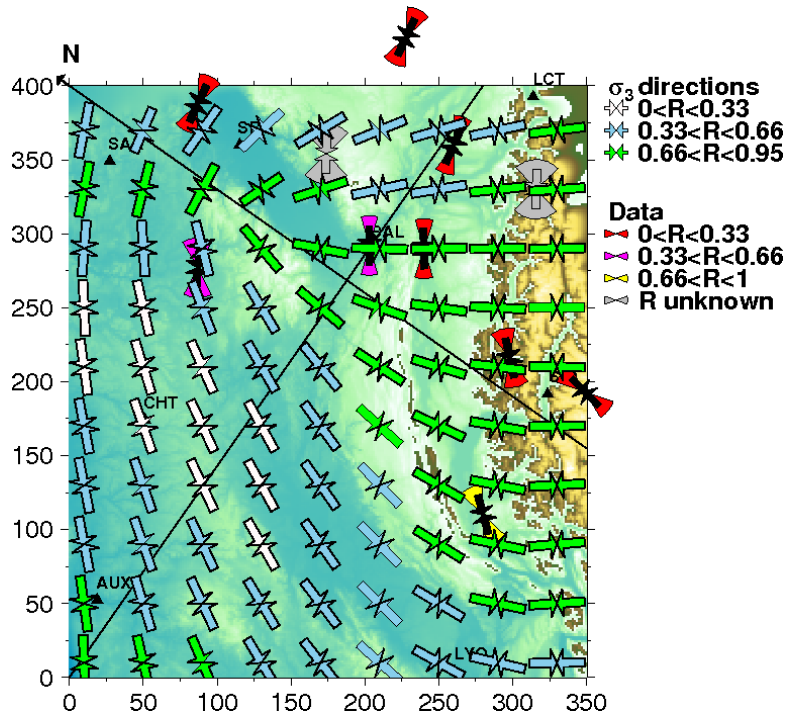


FIGURE 3.2.1: Résultats pour le modèle élastique. Direction de la contrainte principale minimale. La couleur des flèches indique la valeur du rapport R . Les données sont indiquées, en noir, en arrière-plan avec leurs incertitudes. Les traits noirs indiquent les directions N-S et E-O. Le Nord est indiqué par une flèche noire. Le calcul est effectué avec des frontières éloignées (figure 3.1.10) mais seul un zoom sur la région étudiée est montré.

TABLE 2.1: Liste des modèles étudiés avec la rhéologie du système correspondante.

Nom	Rhéol. croûte	Rhéol. manteau lithos.	Rhéol. asthen.
Elas	élastique	élastique	visco-élastique fluide
Crust	élastique	visco-élastique fluide	visco-élastique fluide
Plas	Von Mises	Von Mises	visco-élastique fluide

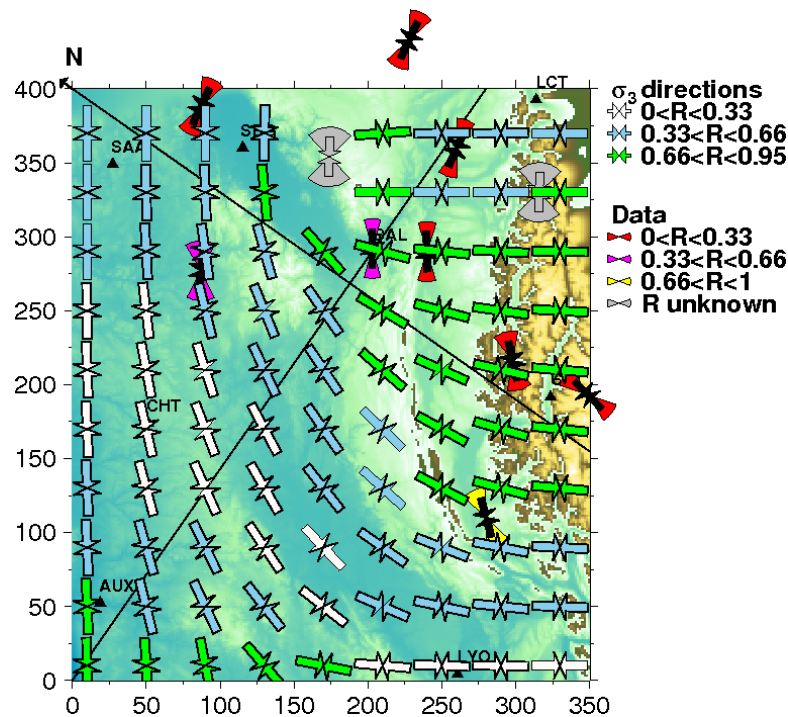


FIGURE 3.2.2: Résultats pour le modèle élas, pour un modèle de la taille de la zone d'étude ($360 \times 400 \text{ km}^2$). Direction de la contrainte principale minimale. Pour une explication détaillée de la figure voir figure 3.2.1.

2.1 Effet de la rhéologie

Les lois rhéologiques considérées avec le nom de la modélisation correspondante sont indiquées dans la table 2.1. Trois cas sont étudiés : une lithosphère élastique, une croûte totalement découplée du manteau, i.e. un manteau visco-élastique fluide et une lithosphère élasto-plastique.

2. RÉSULTATS

2.1.1 La rhéologie élastique

La figure 3.2.1 montre la direction de la contrainte principale minimale. Les résultats ne coïncident pas avec les observations à l'exception du nord-ouest de la zone. La contrainte minimale est orthogonale aux observations dans les Alpes. D'autre part le rapport R est beaucoup trop grand (figure 3.2.3). Cependant, on observe une rotation de la contrainte dans l'avant-pays alpin cohérente avec les observations même si les directions ne correspondent pas. La longueur d'onde de cette variation ne peut pas être due au Moho car sa géométrie ne correspond pas à celui-ci (figure 1.2.5). Par contre cette rotation est cohérente avec les variations de profondeur de la LAB (figure 1.2.8).

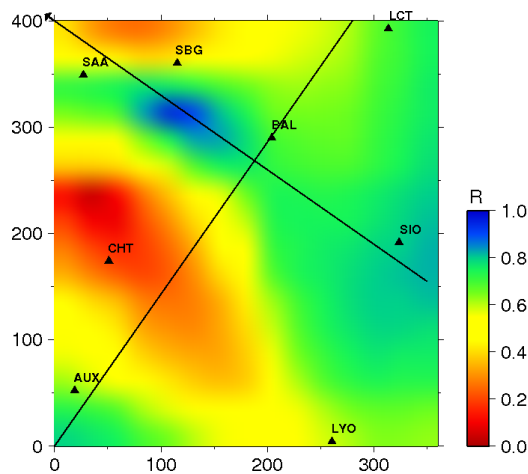


FIGURE 3.2.3: Rapport R pour le modèle élas à 15 km. Les lignes noires indiquent les directions N-S et E-O. Le Nord est indiqué par une flèche noire. Le calcul est effectué avec des frontières éloignées (figure 3.1.10) mais seul un zoom sur la région étudiée est montré.

Cette variation de direction de contrainte pourrait s'expliquer par la différence de rhéologie entre la lithosphère et l'asthénosphère. L'asthénosphère est visco-élastique fluide et le modèle tourne pendant 3000 ans pour qu'elle puisse être considérée comme visqueuse. Elle ne peut donc pas supporter de déviateur (figure 3.2.4) et seule une pression normale à la LAB est appliquée. Puisque l'orientation de la LAB varie, la direction de cette pression varie aussi.

Afin de mieux déterminer l'effet de la LAB un cas simple, en deux dimensions, d'une couche soumise à l'effet de la gravité est considérée. A la base de cette couche une pression lithostatique est appliquée. La pente de la base de la couche varie. On peut observer que

plus la pente est importante plus son effet est important (figure 3.2.5). Les contraintes principales tournent près de la surface au sommet de cette pente. Il y a donc un point où aucune contrainte principale n'est verticale. Avec une pente de la LAB identique au cas réel, l'effet de cette pression s'observe de la surface jusqu'à environ 25 km. Quand la pente diminue cet effet devient de plus en plus restreint à la surface jusqu'à être négligeable pour une pente de -0,18.

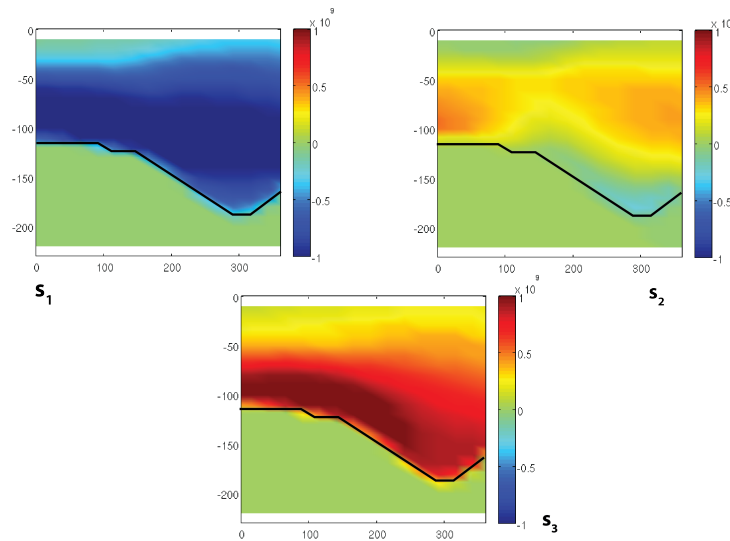


FIGURE 3.2.4: Déviateur ($s_i = \sigma_i - (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$) à $y = 190$ km pour le modèle elas. Le trait noir indique la LAB. On observe qu'il n'y a pas de déviateur dans l'asthénosphère.

Un autre point est important. Nous avons vu dans la partie 1 qu'il y avait plusieurs définitions de la LAB et que même si les grandes tendances sont les mêmes sur tous les modèles on peut observer quelques variations. Au vu de l'importance de la LAB sur les résultats, un deuxième calcul a été effectué en la modifiant. Cette nouvelle LAB présente la même tendance que la première mais avec des amplitudes moins importantes, d'après le modèle de LAB obtenu avec des fonctions récepteurs (Beller, 2012). Il a une profondeur moyenne de -100 km, ne plonge que jusqu'à -170 km et remonte jusqu'à -80 km au maximum. Il a donc une amplitude maximale de 90 km alors que le premier LAB a une amplitude maximale de 110 km. D'autre part la remontée n'est que de 20 km (-100 km à -80 km) sous le nord du fossé rhénan alors qu'elle est de 40 km dans le modèle initial. La figure 3.2.6 montre le champ de contrainte obtenu avec cette LAB. Aucune varia-

2. RÉSULTATS

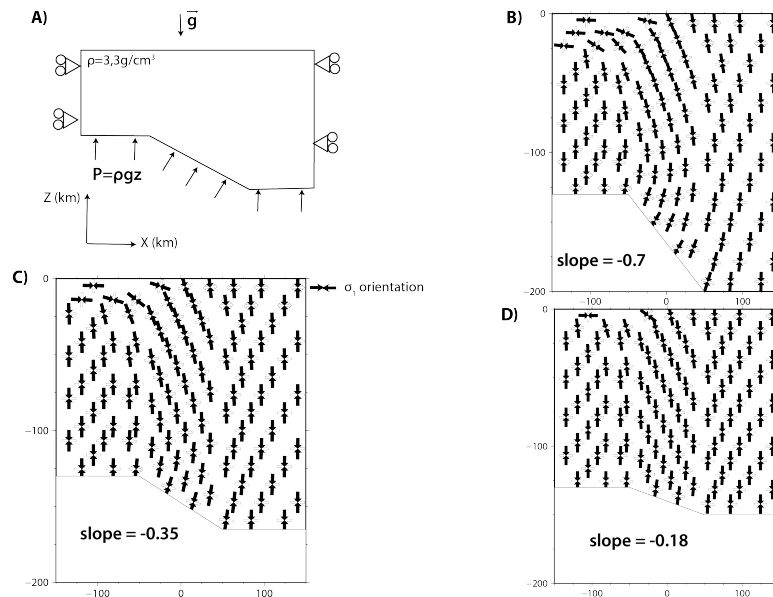


FIGURE 3.2.5: *Effet de la pente de la LAB sur les directions de contrainte. A) Géométrie considérée. B) La pente de la LAB est la pente réelle. Cette pente est ensuite diminuée tout en conservant une profondeur minimum fixe (B) et C).*

tion notable n'est observée. Comme la remontée sous le fossé rhénan est moins marquée la rotation des directions est plus concentrée autour des Alpes. L'allure générale reste cependant la même ce qui montre que ce sont les grandes variations du LAB qui sont importantes et que des variations de pente de l'ordre de la dizaine de kilomètres n'ont que peu d'influence.

Nous considérons uniquement la solution à 15 km. Cependant, nous avons vu dans la partie 1 que la zone sismogénique peut s'étendre jusqu'à 30 km. La figure 3.2.7 montre la direction de contrainte principale minimale à 25 km. Aucune variation majeure n'est à noter. Le rapport R est plus élevé qu'à 15 km mais les directions sont similaires.

Le dernier point à noter sur cette solution élastique est que la contrainte différentielle est maximale dans les Alpes (figure 3.2.8).

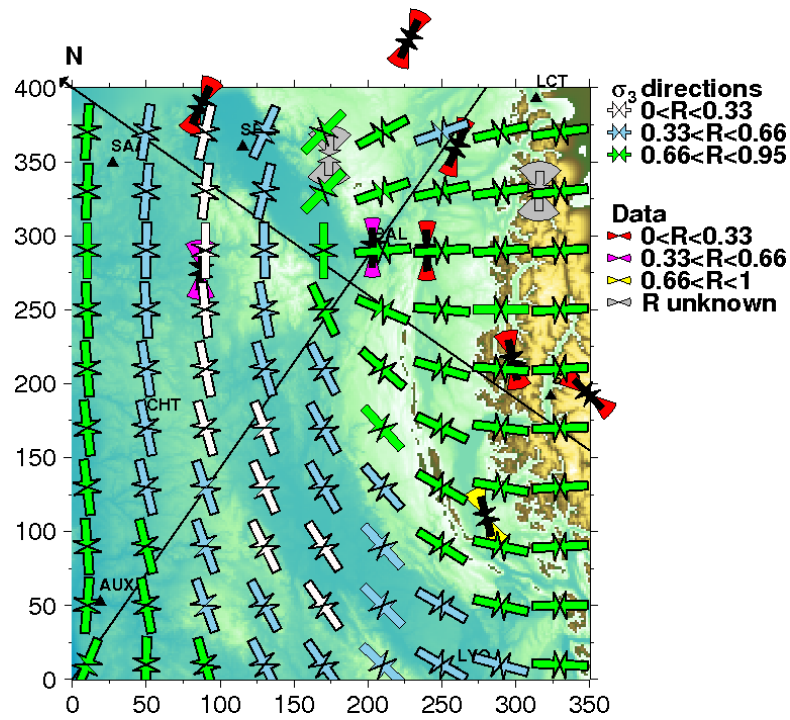


FIGURE 3.2.6: Directions de la contrainte principale minimale pour le modèle elas avec un LAB moins penté. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

2. RÉSULTATS

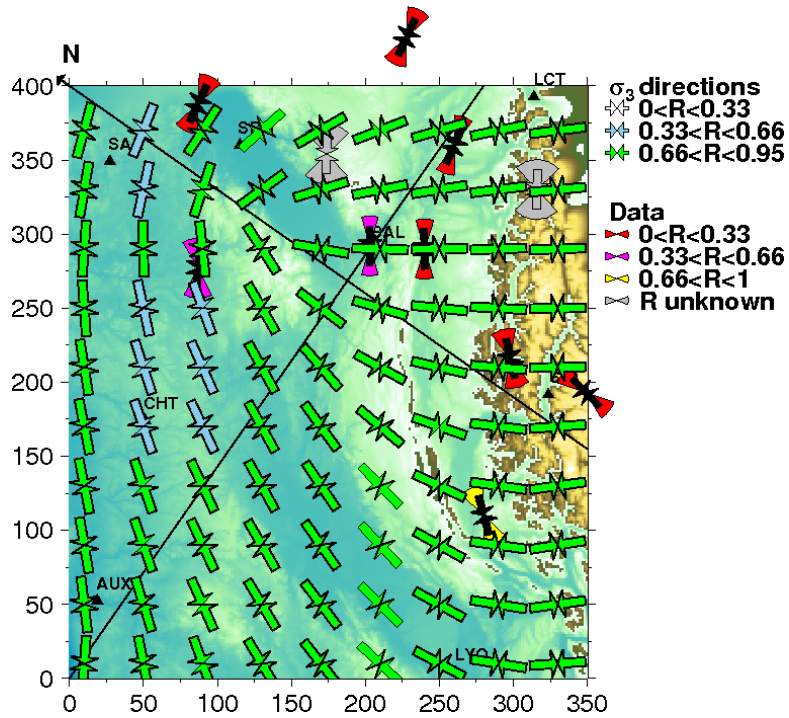


FIGURE 3.2.7: Directions de la contrainte principale minimale pour le modèle élas à 25 km. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

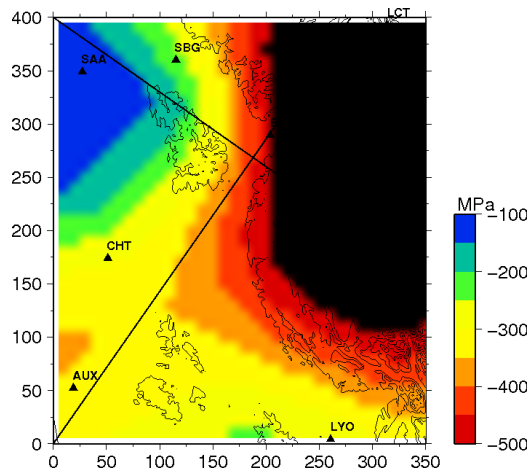


FIGURE 3.2.8: $\sigma_1 - \sigma_3$ pour le modèle élas à 15 km. Les lignes noires indiquent les directions N-S et E-O. Le calcul est effectué avec des frontières éloignées (figure 3.1.10) mais seul un zoom sur la région étudié est montré.

2.1.2 Découplage dans la lithosphère

Comme nous avons vu, qu'à long terme, la croûte et le manteau pourraient être découplés, ce cas doit être considéré. Pour cela le manteau est considéré comme étant visco-élastique fluide avec la même viscosité que celle utilisée dans l'asthénosphère.

On observe que le fait de découpler la croûte du manteau modifie complètement le champ de contrainte (figure 3.2.9, figure 3.2.10 et 3.2.11). Maintenant ce sont les variations du Moho qui dominent. L'orientation de la contrainte principale minimale ne correspond pas aux observations, elle leur est même orthogonale au centre du modèle c'est-à-dire à l'endroit où le Moho est le moins profond. D'autre part le rapport R est encore plus élevé que pour le modèle précédent et ne correspond pas du tout aux observations. Avec un rapport R si élevé il faut faire attention aux directions obtenues. En effet si $R \approx 1$ alors $\sigma_2 \approx \sigma_3$ et si deux valeurs propres sont égales le plan horizontal entier est solution. Sur la figure 3.2.11 seules les directions avec un rapport R inférieur à 0,95 sont tracées. Néanmoins, sur la plupart du modèle, il reste supérieur à 0,9.

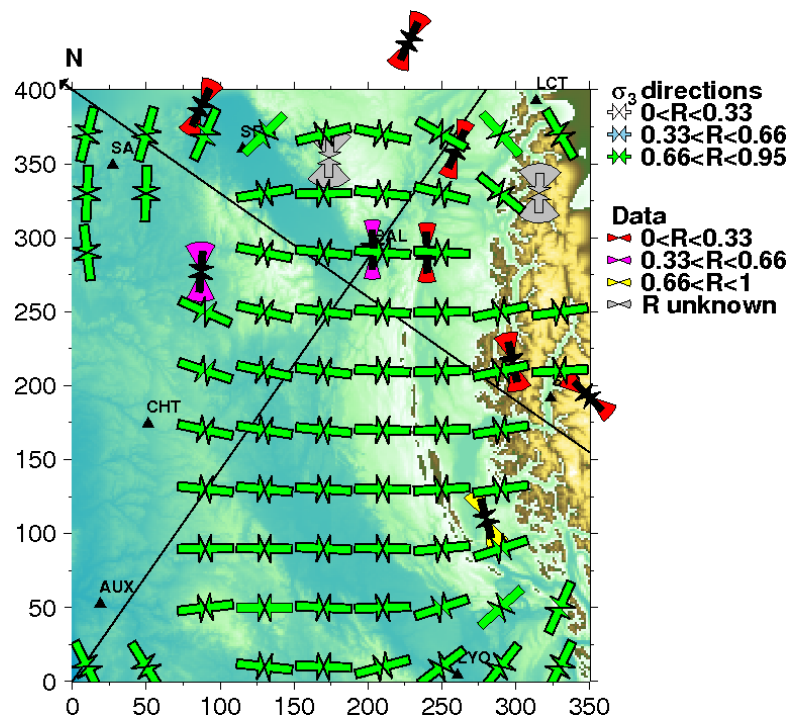


FIGURE 3.2.9: Direction de la contrainte minimale principale pour la solution crust. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

2. RÉSULTATS

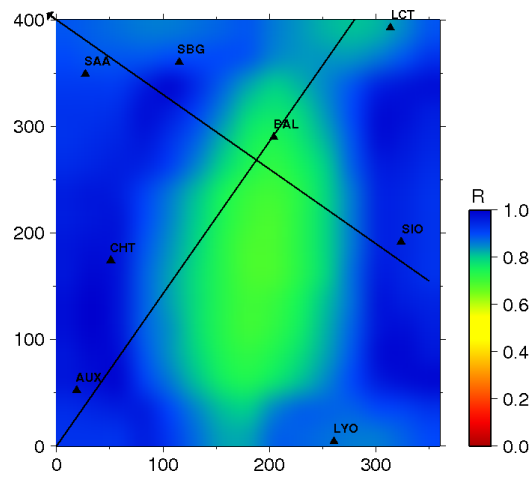


FIGURE 3.2.10: Rapport R pour la solution crust à 15 km. Voir figure 3.2.3 pour une explication détaillée de la figure.

La contrainte différentielle est maximum dans la région de Bâle. Elle est également totalement différente de la contrainte différentielle obtenue pour une croûte non découplée du manteau.

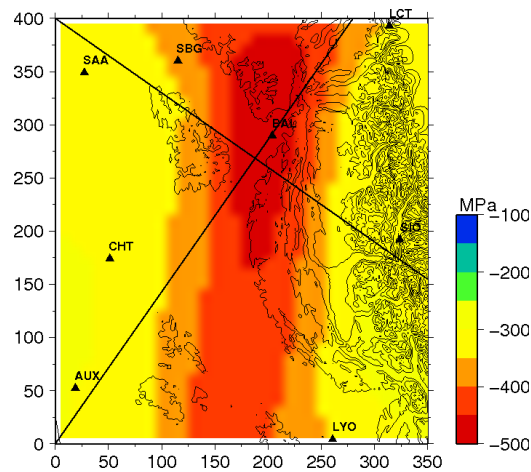


FIGURE 3.2.11: $\sigma_1 - \sigma_3$ pour la solution crust à 15 km. Voir figure 3.2.8 pour une explication détaillée de la figure.

2.1.3 La rhéologie plastique

Afin d'appliquer une rhéologie plastique un critère de Von Mises est utilisé avec une valeur de limite d'élasticité de 100 MPa pour toute la lithosphère.

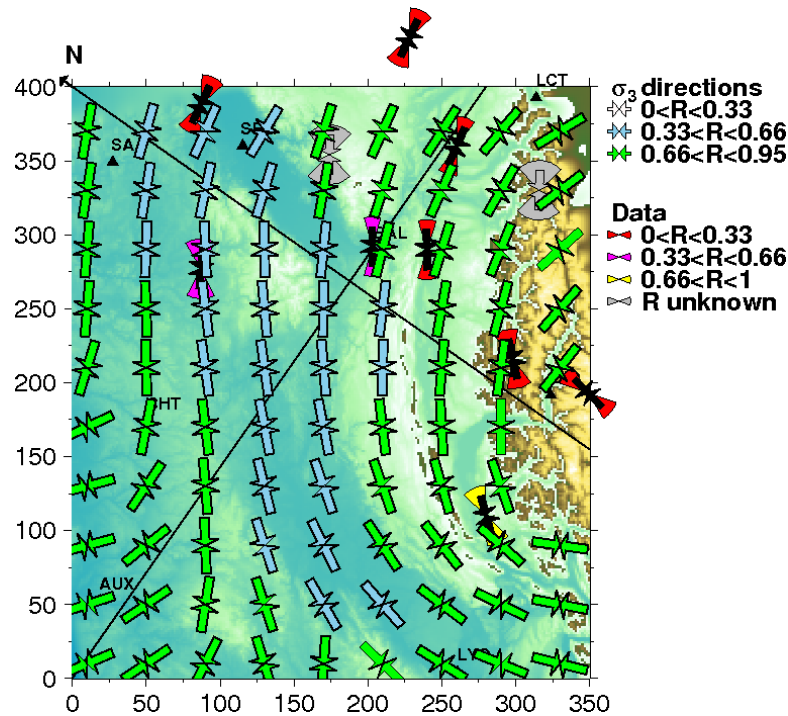


FIGURE 3.2.12: Résultats pour le modèle plas avec une limite de plasticité de 100 MPa. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

Les résultats du modèle plastique (figure 3.2.12) montrent que les orientations de la contrainte principale minimale changent totalement avec une solution plastique. Maintenant, elles deviennent cohérentes avec les observations. Néanmoins, le rapport R reste élevé.

D'autre part si on considère le déplacement vertical dû à la plasticité par rapport à la base de la lithosphère à 15 km (figure 3.2.13) on observe qu'il est cohérent avec la zone où le plus d'énergie sismique a été relâchée. Ce déplacement vertical peut, au premier ordre, être assimilable à la déformation. L'endroit où il y a le plus grand déplacement vertical est l'endroit où la déformation est la plus importante.

Si la limite d'élasticité est plus faible (limite de 60 MPa), le rapport R diminue localement (figure 3.2.14).

2. RÉSULTATS

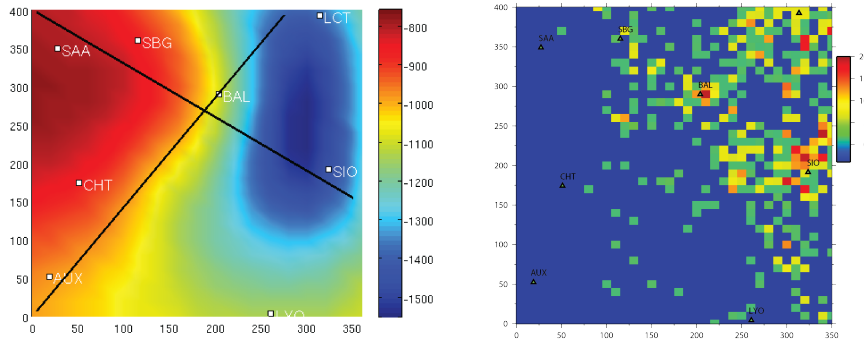


FIGURE 3.2.13: Comparaison du déplacement vertical dû à la plasticité ($d(\text{élas})-d(\text{plas})$) avec $d = \text{déplacement}(15\text{km})-\text{déplacement}(\text{base du LAB})$ par rapport à l'énergie sismique.

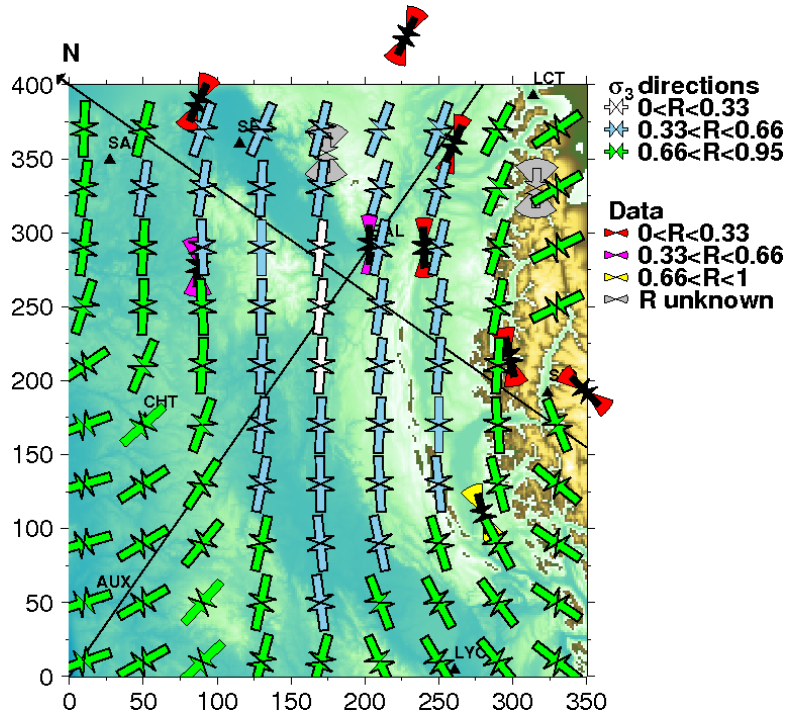


FIGURE 3.2.14: Résultats à 15 km pour le modèle plas avec une limite d'élasticité de 60 MPa. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

Appliquer une limite d'élasticité uniforme sur toute la lithosphère est une approximation rapide. En réalité cette limite dépend de la pression, de la température et de la roche. En conséquence, dans un premier temps, la limite augmente avec la profondeur. Mais rapidement la variation en fonction de la température domine et la limite diminue

avec la profondeur. Le but de ce travail est d'obtenir des ordres de grandeur des variations du champ de contrainte avec la rhéologie. Au premier ordre, on peut négliger cette augmentation de la limite d'élasticité avec la profondeur devant l'effet de la température. Afin de tenir compte de l'effet de la température deux seuils d'élasticité sont définis.

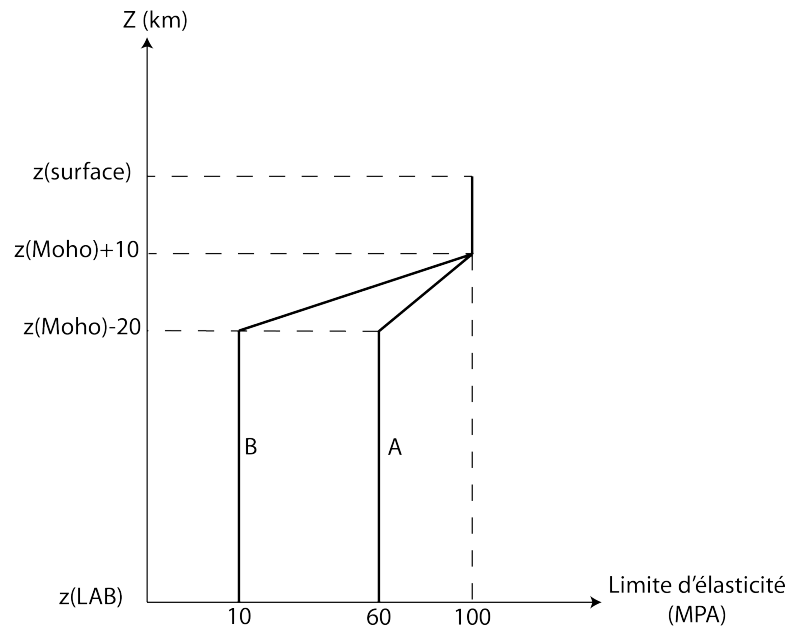


FIGURE 3.2.15: *Les profils de limite d'élasticité considérés.*

On s'intéresse ici à la variation de limite d'élasticité dans la croûte. La limite diminue avec la profondeur à partir d'environ 20-25 km (figure 1.4.5). Deux profils de limite d'élasticité sont considérés : un avec une variation de limite d'élasticité de 40 MPa et un avec une variation de 90 MPa (figure 3.2.15). Un gradient sur 30 km est introduit entre les deux marches. On observe (figure 3.2.16 et 3.2.17) que plus la variation de limite d'élasticité est élevée plus les directions s'éloignent des observations et plus on se rapproche du cas de découplage total. Les directions calculées sont cohérentes avec les observations si la limite d'élasticité ne varie pas trop avec la profondeur.

2.2 Les structures lithosphériques

Dans la partie 1 deux types de structures lithosphériques ont été définies : les fossés rhéno-bressan, qui pourraient présenter une direction d'anisotropie, et une faille dans

2. RÉSULTATS

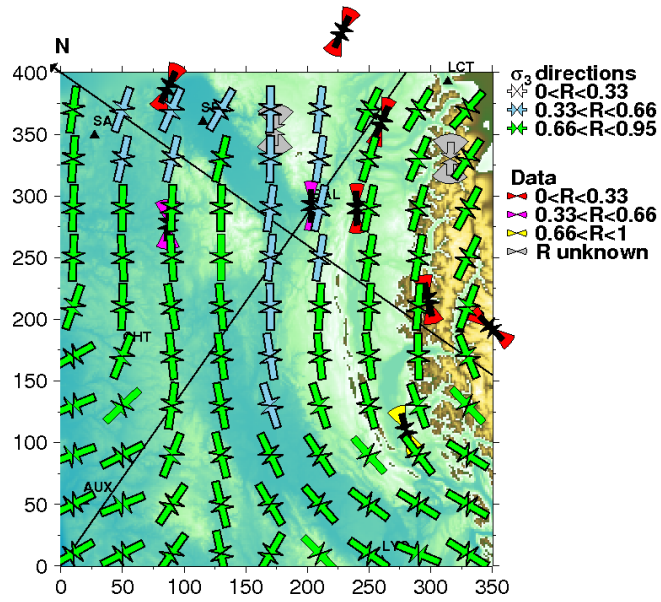


FIGURE 3.2.16: Direction de la contrainte minimale principale pour un modèle plastique. La limite d'élasticité varie dans la lithosphère selon le profil A de la figure 3.2.15. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

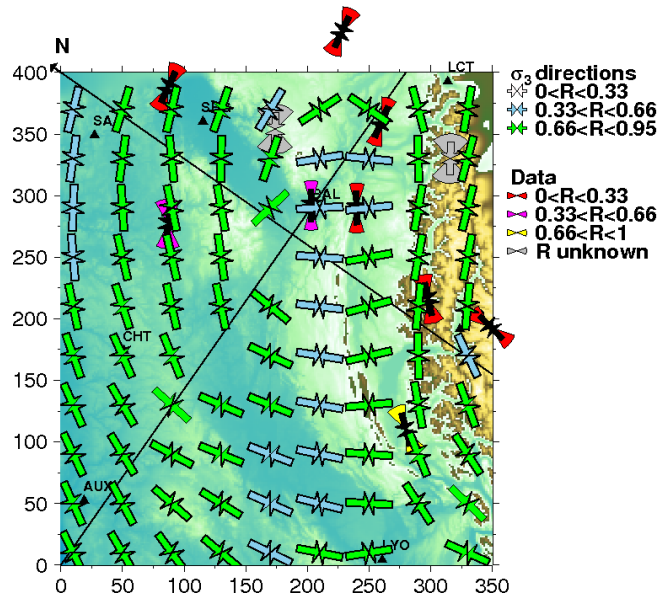


FIGURE 3.2.17: Direction de la contrainte minimale principale pour un modèle plastique. La limite d'élasticité varie dans la lithosphère selon le profil B de la figure 3.2.15. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

le Valais. Par manque de temps, l'effet d'une faille n'a pas été considéré. L'effet des fossés va être étudié. Pour cela une lithosphère élastique est considérée et une anisotropie des paramètres élastiques est ajoutée dans les fossés.

Les fossés sont définis de manière grossière en définissant leurs directions et en attribuant aux zones à l'intérieur des fossés des paramètres élastiques dépendant de l'orientation. La figure 3.2.18 montre la structure ainsi définie : elle est constituée de trois parties : le fossé rhéno, la zone de transfert et le fossé bressan. Le fossé rhéno est orienté à 50° de l'axe X dans le sens trigonométrique, la zone de transfert est orientée à 70° et le fossé bressan à 55° .

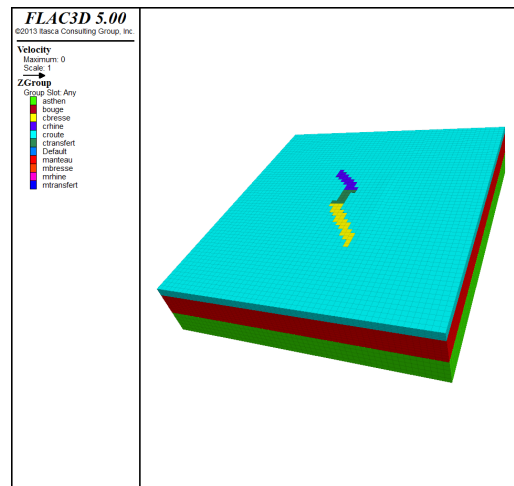


FIGURE 3.2.18: *Les zones définissant les fossés.*

Les paramètres élastiques des fossés sont définis comme suit :

Module d'Young $E_{\perp} = 0,9E_{\parallel}$

Coefficient de Poisson $\nu_{\perp} = 1,1\nu_{\parallel}$

Une anisotropie de 10% est donc considérée.

Deux cas sont considérés : une lithosphère élastique avec des fossés qui descendent jusqu'à la base de la lithosphère et une lithosphère découplée avec des fossés crustaux.

On ne note aucun effet de l'anisotropie sur le champ de contrainte (figure 3.2.19 et 3.2.20). L'effet des interfaces est trop important et domine complètement.

Il serait toujours possible d'augmenter l'anisotropie jusqu'à observer un effet mais cela n'aurait pas beaucoup de sens physique. Une anisotropie de 10% est déjà significative.

2. RÉSULTATS

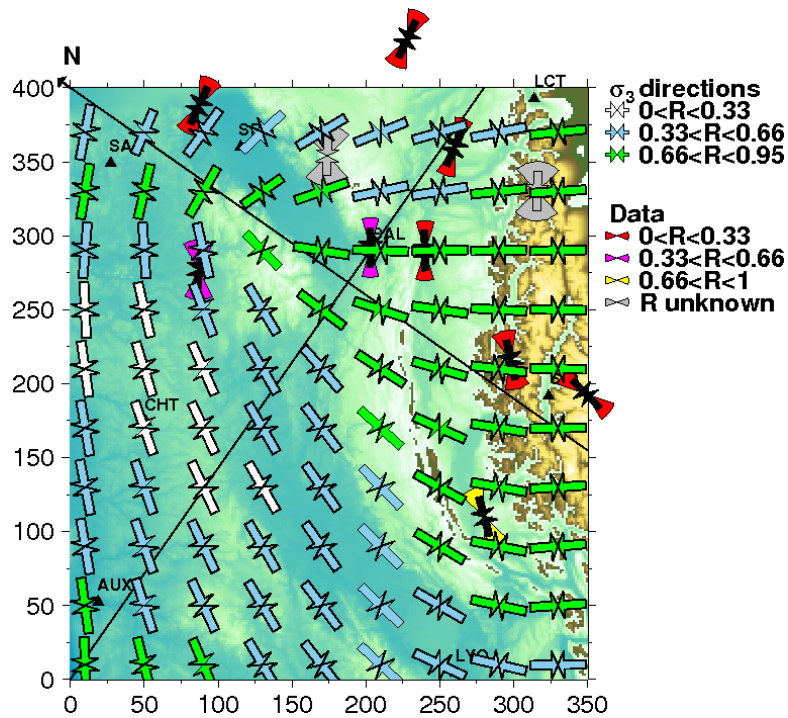


FIGURE 3.2.19: Direction de la contrainte minimale pour une anisotropie des fossés. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

Une autre manière de considérer les fossés est via la sismicité. La partie 1 a montré que le fossé rhénan présente une sismicité faible certes mais il y a quand même plus de séismes que dans l'ouest du modèle. On peut assimiler cette région de sismicité à de la plasticité. Le fossé rhénan est alors modélisé par une rhéologie plastique (critère de Von Mises, limite d'élasticité de 60 MPa) et le reste de la lithosphère est élastique.

L'insertion d'une zone plastique dans le fossé rhénan modifie le rapport R localement mais n'a pas d'effet à grande échelle.

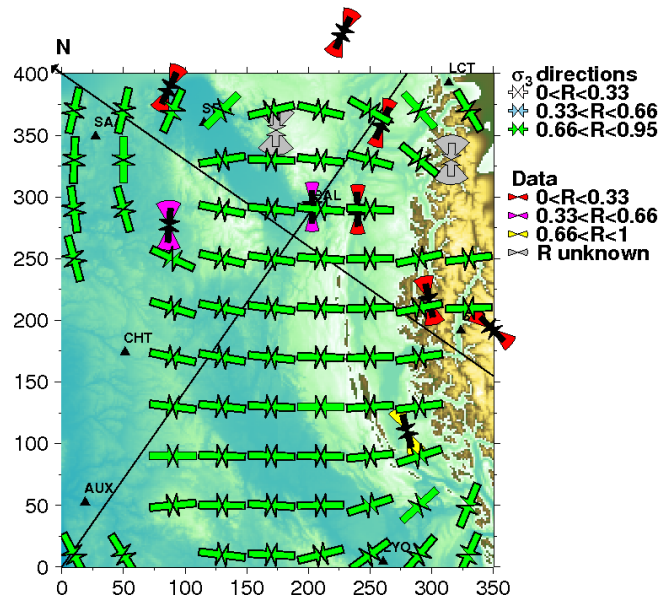


FIGURE 3.2.20: Direction de la contrainte minimale pour une anisotropie des fossés dans le cas où la croûte et le manteau sont découplés. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

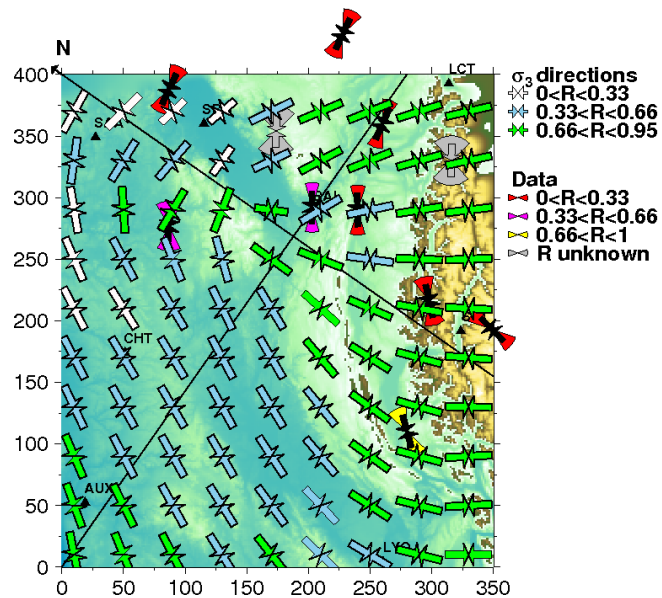


FIGURE 3.2.21: Directions de contrainte pour un fossé rhénan plastique. Voir figure 3.2.1 pour une explication détaillée de la figure.

2. RÉSULTATS

3

Synthèse

Ce calcul montre l'importance, dans un modèle gravitaire, de considérer la lithosphère jusqu'à sa base ainsi que la géométrie des interfaces la constituant.

Si la géométrie de la LAB n'est pas prise en compte, un rapport R supérieur à 0,94 est obtenu dans toute la région étudiée (figure 3.1.9), ce qui n'est pas du tout le résultat obtenu en considérant la géométrie de la LAB. Le fait d'appliquer une pression à la base de la lithosphère avec une LAB de profondeur variable modifie complètement le champ de contrainte.

Si la lithosphère est élastique, les directions de contrainte calculées ne correspondent pas aux observations. Considérer une lithosphère élastique pour étudier la sismicité est une approximation correcte mais dans le cas d'étude de champ de contrainte sur un millier d'années on ne peut pas négliger les effets non linéaires. On considère des contraintes différentielles de l'ordre de centaines de MPa et à ce niveau, il faut considérer l'effet de la plasticité.

Le but de ce travail est de définir des ordres de grandeur pour identifier les phénomènes importants. Afin de quantifier l'effet de la plasticité sur le champ de contrainte dans la croûte des cas extrêmes ont été considérés : une croûte et un manteau découplé, une limite d'élasticité constante sur toute la lithosphère et une limite par marche avec un gradient entre les deux.

Le cas extrême de découplage croûte-manteau a été considéré en modélisant un manteau visco-élastique fluide. Dans ce cas le champ de contrainte obtenu ne correspond pas du tout aux observations. On peut donc en déduire qu'un découplage total du système

3. SYNTHÈSE

croûte-manteau n'est pas réaliste.

Au contraire, dans le cas où la lithosphère est plastique avec une limite uniforme d'élasticité, les directions de contraintes calculées correspondent aux observations. De plus le déplacement vertical est cohérent avec la sismicité.

Si la limite d'élasticité varie avec la profondeur on se trouve entre ces deux cas extrêmes. Plus la limite d'élasticité est différente entre le croûte et le manteau plus les deux couches sont découplées.

Ces expériences montrent que les directions de contraintes peuvent tourner de 90° suivant la rhéologie considérée. Nous avons obtenu un modèle qui correspond assez bien aux observations avec une croûte et un manteau assez fortement couplés. Mais ce que montre surtout ce modèle c'est que pour étudier le champ de contrainte dans la croûte il faut tenir compte de la rhéologie jusqu'à la base de la lithosphère.

Ce calcul avait pour but d'étudier les phénomènes internes, c'est-à-dire l'effet de la rhéologie. On aurait aussi pu appliquer une contrainte tectonique au modèle élastique dans la direction $N145^\circ$. Les directions ainsi obtenues sont cohérentes avec les observations mais le rapport R ne convient pas non plus un ajustement serait nécessaire. Cependant, les vitesses GPS restent dans les barres d'erreur dans la région. C'est pourquoi le choix a été fait de ne pas appliquer de contrainte tectonique.

Les fossés de l'ECRIS ont une influence négligeable sur le champ de contrainte si on les considère comme des zones où les paramètres élastiques varient. Par contre, quand on insère de la plasticité la géométrie de Moho devient plus importante. Or cette géométrie est marquée au premier ordre par une plongée sous les Alpes mais également par une légère remontée au centre du modèle liée aux fossés. Cette géométrie se retrouve dans les variations du champ de contrainte dans le cas où la croûte et le manteau sont découplés mais aussi, en moindre mesure, dans le cas où de la plasticité est insérée.

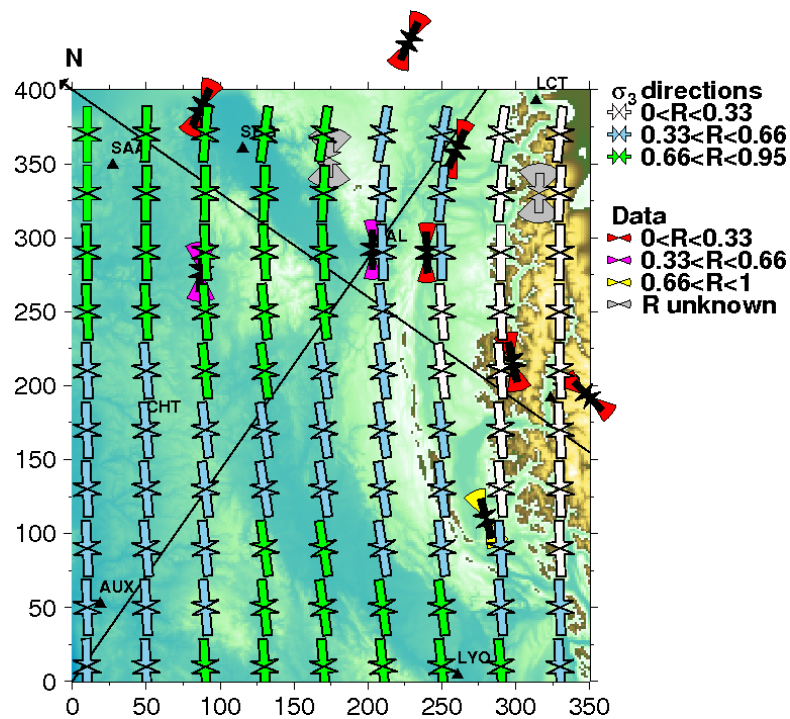


FIGURE 3.3.1: Directions de la contrainte principale minimale à 15 km. Les conditions aux limites sont des conditions en contrainte avec une contrainte proportionnelle au poids des terrains appliquée dans la direction normale aux bords. Cette conditions aux limites est l'équivalent en contraintes de la condition de non déplacement. De plus une contrainte homogène est appliquée dans la direction X. Voir figure 3.2.1 pour une description détaillée de la figure.

3. SYNTHÈSE

Quatrième partie

Conclusion et perspectives

Bilan

Le bilan de cette thèse peut se résumer au travers des points suivants :

- Nous avons caractérisé les structures du nord-ouest alpin par leur échelle. Ainsi nous nous sommes intéressés à deux grandes structures lithosphériques, à savoir, les Alpes et les fossés Cénozoïques. La structure majeure est l’orogène alpin qui se traduit par de fortes variations de profondeur des interfaces de la lithosphère, en particulier de la LAB. Les fossés se sont révélés secondaires avec un impact moins important sur le champ de contrainte.
- La sismicité nord-ouest alpine est restreinte à ces structures lithosphériques. Le maximum de sismicité se trouve dans le Valais, une faille alpine en décrochement dextre qui pourrait être prolongée par la faille de Belledonne.
- Nous avons compilé et calculé des directions de contrainte dans la croûte avec leur domaine de confiance à 90%. Afin de calculer ces directions de contrainte des mécanismes au foyer ont été déterminés à Sierentz. Les directions obtenues sont peu nombreuses mais fiables. Elles sont considérées en terme d’orientation de la contrainte principale minimale puisque c’est la direction la mieux contrainte. Ces directions tournent avec l’axe des Alpes du nord-est au sud-ouest de la Suisse.
- Le calcul numérique a montré l’importance de la rhéologie dans un modèle gravitaire. Seule des rhéologies simples sont étudiées mais ces calculs montrent que l’utilisation d’une rhéologie élasto-plastique permet de retrouver les principales variations du champ de contrainte. D’autre part les zones de déplacement vertical sont cohérentes avec les zones où l’énergie sismique est maximale. La rhéologie de la lithosphère est donc un paramètre de premier ordre dans la détermination du champ de contrainte.

Perspectives

Ce modèle a montré que l’effet de la pesanteur suffit à expliquer en grande partie le champ de contrainte. Néanmoins, les valeurs de contrainte calculées restent incohérentes avec les observations. Elles ont seulement été considérées en terme de rapport relatif de valeur puisque l’on ne dispose pas de valeur absolue. Le rapport R calculé par le modèle n’est pas cohérent avec les données. On peut donc en conclure que nous n’avons pas pris en compte tous les phénomènes agissant sur ce système. D’une part, nous n’avons considéré

que des cas extrêmes de rhéologie, sans vraiment considérer la croûte inférieure, il est donc possible qu'une rhéologie plus affinée modifie les magnitudes. De plus, nous avons considéré une croûte uniforme alors qu'on observe de fortes variations latérales au niveau des Alpes. Si on considère un coefficient de Poisson plus bas que 0.25 dans les pré-Alpes (Lombardi et al., 2008) cela devrait diminuer les magnitudes des contraintes.

Par manque de temps, l'insertion d'une structure lithosphérique n'a pas été faite. Il faudrait effectuer ce calcul car il va avoir une grande importance sur le champ de contrainte. D'une part, il faut observer dans quelle mesure l'insertion de cette structure modifie les directions de contrainte. D'autre part, cette localisation va diminuer la contrainte différentielle. Si il y a localisation à l'échelle de la structure Valais-Belledonne (taille d'une centaine de km), avec uniquement un chargement gravitaire, il est peut probable qu'il puisse y avoir localisation ailleurs dans la zone.

Enfin, nous avons montré que les directions de contraintes sont un paramètre qui pourraient permettre d'aider à contraindre la rhéologie de la lithosphère. Des variations de rhéologie modifient notablement le champ de contrainte. Les variations de directions de contrainte dans le nord-ouest alpin sont cohérentes avec une rhéologie de la lithosphère élasto-plastique. Il faudrait maintenant mieux définir la limite d'élasticité qui n'a été abordé que de manière globale.

Bibliographie

- K. Aki and P. G. Richards. *Quantitative seismology*. Univ Science Books, 2002. [67](#)
- J. Angelier. Sur l'analyse de mesures recueillies dans des sites faillés : l'utilité d'une confrontation entre les méthodes dynamiques et cinématiques. *CR Acad. Sci*, 281 : 1805–1808, 1975. [65](#)
- J. Angelier. Inversion of earthquake focal mechanisms to obtain the seismotectonic stress - a new method free of choices among nodal planes. *Geophys. J. int.*, 150 :588–609, 2002. [66](#), [67](#), [81](#)
- J. Angelier and J. Goguel. Sur une méthode simple de détermination des axes principaux des contraintes pour une population de failles. *CR Acad. Sci.*, 288 :307–310, 1979. [66](#)
- J. Angelier and P. Mechler. Sur une méthode graphique de recherche des contraintes principales également utilisable en tectonique et en séismologie : la méthode des dièdres droits. *Bull. Soc. géol. Fr.*, 7 :1309–1318, 1977. [65](#), [66](#)
- J. Angelier, A. Tarantola, B. Valette, and S. Manoussis. Inversion of field data in fault tectonics to obtain the regional stress .1. single-phase fault populations - a new method of computing the stress tensor. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 69 :607–621, 1982. [70](#)
- J. Angelier, R. Slunga, F. Bergerat, R. Stefansson, and C. Homberg. Perturbation of stress and oceanic rift extension across transform faults shown by earthquake focal mechanisms in iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 219(3) :271–284, 2004. [73](#)
- F. Arthaud. Arthaud, f. (1969). méthode de détermination graphique des directions de raccourcissement, d'allongement et intermédiaire d'une population de failles. bull. soc. géol. de france, 7, 729-737. *Bull. Soc. géol. Fr.*, 7 :729–737, 1969. [66](#)

BIBLIOGRAPHIE

- L. Audin, J.P. Avouac, M. Flouzat, and Plantet J.-L. Fluid-driven seismicity in a stable tectonic context : The remiremont fault zone, vosges, france. *Geophys. Res. Lett.*, 29 (6) :1091–1094, 2002. doi : 10.1029/2001GL012988. [36](#), [37](#), [65](#)
- S. Baize, M. Cushing, F. Lemeille, C. Gelis, D. Texier, G. Nicoud, and J.-L. Schwenninger. Contribution to the seismic hazard assessment of a slow active fault, the vuache fault in the southern molasse basin (france). *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 182(4) :347–365, 2011. [15](#)
- BCSF. Sismicité de le france en 2003, 2004 et 2005. In *Observations sismologiques*, 2007. [99](#)
- M.D. Behn, C.P. Conrad, and P.G. Silver. Detection of upper mantle flow associated with the african superplume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 224(3) :259–274, 2004. [45](#)
- S. Beller. La frontière lithosphère-asthénosphère sous la france à partir des données sismologiques. Master 2, EOST, 2012. [26](#), [127](#)
- N.E. Benn. Seismologische untersuchung des waldkirchbebens vom 5.12.2004. Diploma thesis, Geol. Inst. d. Albert-Ludwigs-Universitat Freiburg, 2006. [99](#), [100](#)
- F. Bergerat, J. Angelier, and C. Homberg. Tectonic analysis of the husavik-flatey fault (northern iceland) and mechanisms of an oceanic transform zone, the tjornes fracture zone. *Tectonics*, 19 :1161–1177, 2000. [66](#)
- P. Blumling, K. Fuchs, and T. Schneider. Orientation of the stress field from breakouts in a crystalline well in a seismic active area. *Phys. Earth Planet. Int.*, 33 :250–254, 1983. [58](#), [60](#)
- K. Bonjer. Seismicity pattern and style of seismic faulting at the eastern borderfault of the southern rhine graben. *Tectonophysics*, 275(1-3) :41, 1997. doi : 10.1016/S0040-1951(97)00015-2. [37](#), [39](#), [87](#), [167](#)
- M.H.P. Bott. The mechanics of oblique slip faulting. *Geol. Mag.*, 96 :109–117, 1959. [66](#), [68](#)

- O. Bourgeois, M. Ford, M. Diraison, C. Le Carlier De Veslud, M. Gerbault, R. Pik, N. Ruby, and S. Bonnet. Separation of rifting and lithospheric folding signatures in the nw-alpine foreland. *Int. J. Earth Sci.*, 96(6) :1003–1031, 2007. [11](#)
- E. E. Brodsky, E. Roeloffs, D. Woodcock, I. Gall, and M. Manga. A mechanism for sustained groundwater pressure changes induced by distant earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 108(B8), 2003. doi : 10.1029/2002JB002321. [79](#)
- J.P. Brun, M.-A. Gutscher, and DEKORP-ECORPS teams. Deep crustal structure of the rhine graben from dekorb-ecors seismic reflection data : a summary. *Tectonophysics*, 208(1) :139–147, 1992. [18](#)
- E. Burov and M. Diament. The effective elastic thickness (t_e) of continental lithosphere : what does it really mean ? *J. Geophys. Res.*, 100 :3905–3027, 1995. [49](#)
- E.B. Burov and A.B. Watts. The long-term strength of continental lithosphere : " jelly sandwich" or " crème brûlée" ? *GSA today*, 16(1) :4, 2006. [48](#)
- J. Campbell and A. Nothnagel. Intra-plate deformation in west-central europe. *J. Geodyn.*, 49(3) :130–140, 2010. [4](#)
- M. Cara, W. Brüstle, M. Gisler, P. Kästli, C. Sira, C. Weihermüller, and J. Lambert. Transfrontier macroseismic observations of the $m_l = 5.4$ earthquake of february 22, 2003 at rambervillers, france. *J. seism.*, 9(3) :317–328, 2005. [36](#)
- E. Carey and B. Brunier. Analyse théorique et numérique d'un modèle mécanique élémentaire appliqué à l'étude d'une population de failles. *CR Acad. Sci.*, 279 :891–894, 1974. [66](#)
- E. Carey-Gailhardis and J.-L. Mercier. A numerical method for determining the state of stress using focal mechanisms of earthquake populations : application to tibetan teleseisms and microseismicity of southern peru. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 82(1) : 165–179, 1987. [66](#)
- S.A.P.L. Cloetingh, P.A. Ziegler, F. Beekman, P.A.M. Andriessen, L. Matenco, G. Bada, D. Garcia-Castellanos, N. Hardebol, P. Dèzes, and D. Sokoutis. Lithospheric memory,

BIBLIOGRAPHIE

- state of stress and rheology : neotectonic controls on europe's intraplate continental topography. *Quat. Sci. Rev.*, 24(3) :241–304, 2005. [85](#)
- F. Cornet, T. Berard, and S. Bourouis. How close to failure is a granite rock mass at a 5km depth? *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 44(1) :47, 2007. doi : 10.1016/j.ijrmms.2006.04.008. [58](#), [59](#), [60](#), [88](#)
- F.H. Cornet and T. Roeckel. Vertical stress profiles and the significance of stress decoupling. *Tectonophysics*, 581 :193–205, 2012. [22](#), [57](#), [65](#), [95](#)
- P.A. Cundall. Numerical experiments on localization in frictional materials. *Ing.-arch.*, 59(2) :148–159, 1989. [107](#)
- N. Deichmann. Structural and rheological implications of lower-crustal earthquakes below northern switzerland. *Phys. earth planet. int.*, 69(3) :270–280, 1992. [35](#), [36](#), [37](#), [38](#)
- N. Deichmann, M. Baer, J. Braunmiller, S. Husen, D. Fah, D. Giardini, P. Kastli, U. Kradolfer, and Wiemer S. Earthquakes in switzerland and surrounding regions during 2005. *Eclogae Geol. Helv.*, 99 :443–452, 2006. [37](#)
- B. Delouis, H. Haessler, A. Cisternas, and L. Rivera. Stress tensor determination in france and neighbouring regions. *Tectonophysics*, 221 :413–437, 1993. [84](#)
- L. Dorbath, K. Evans, N. Cuenot, B. Valley, J. Charléty, and M. Frogneux. The stress field at soultz-sous-forêts from focal mechanisms of induced seismic events : Cases of the wells gpk2 and gpk3. *C.R. Geosciences*, 342 :600–606, 2010. doi : 10.1016/j.crte.2009.12.003. [75](#), [101](#)
- D.W. Eaton, F. Darbyshire, R.L. Evans, H. Grütter, A.G. Jones, and X. Yuan. The elusive lithosphere–asthenosphere boundary (lab) beneath cratons. *Lithos*, 109(1) :1–22, 2009. [25](#), [28](#)
- A. Etchecopar, G. Vasseur, and M. Daignieres. An inverse problem in microtectonics for the determination of stress tensors from fault striation analysis. *J. Struct. Geol.*, 3(1) : 51–65, 1981. [73](#)

- D. Fäh, M. Gisler, B. Jaggi, P. Kästli, T. Lutz, V. Masciadri, C. Matt, D. Mayer-Rosa, D. Rippmann, G. Schwarz-Zanetti, J. Tauber, and T. Wenk. The 1356 basel earthquake : an interdisciplinary revision. *Geophys. J. Int.*, 178(1) :351, 2009. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04130.x. [34](#), [35](#), [65](#)
- D. Fäh, D. Giardini, P. Kästli, N. Deichmann, M. Gisler, G. Schwarz-Zanetti, S. Alvarez-Rubio, S. Sellami, B. Edwards, and B. Allmann. Ecos-09 earthquake catalogue of switzerland release 2011 report and database. public catalogue, 17. 4. 2011. swiss seismological service eth zurich. Technical report, Report SED/RISK, 2011. [35](#)
- W. Fjeldskaar. Viscosity and thickness of the asthenosphere detected from the fennoscandian uplift. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 126(4) :399–410, 1994. [45](#)
- N. Fry. Striated faults : visual appreciation of their constraint on possible paleostress tensors. *J. Struct. geol.*, 21 :7–21, 1999. [66](#)
- W.H. Geissler, F. Sodoudi, and R. Kind. Thickness of the central and eastern european lithosphere as seen by s receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 181(2) :604–634, 2010. [25](#)
- J. W. Gephart. Fmsi : A fortran program for inverting fault/slickenside and earthquake focal mechanism data to obtain the regional stress tensor. *Computers & Geosciences*, 16(7) :953–989, 1990. [80](#)
- J. W. Gephart and D. W. Forsyth. An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data - application to the san-fernando earthquake sequence. *J. Geophys. Res.*, 89 :9305–9320, 1984. [66](#), [67](#), [68](#), [97](#), [98](#)
- B. Grellet, Ph. Combes, and Th. Granier. *Sismotectonique de la France métropolitaine dans son cadre géologique et géophysique : avec atlas de 23 cartes au 1/4 000 000ème et une carte au 1/1 000 000ème*, volume 2. Société géologique de France, 1993. [2](#), [37](#)
- G. Grünthal and R. Wahlström. The european-mediterranean earthquake catalogue (emec) for the last millennium. *J. Seismol.*, 16 :535–570, 2012. [32](#), [34](#)

BIBLIOGRAPHIE

- R. Haas, E. Gueguen, H.-G. Scherneck, A. Nothnagel, and J. Campbell. Crustal motion results derived from observations in the european geodetic vlbi network. *Earth Planets And Space*, 52(10) :759–764, 2000. [4](#)
- H. Haessler and P. Hoang-Trong. La crise sismique de remiremont (vosges) de décembre 1984 : implications tectoniques régionales. *C.R. Acad. sci.*, 300(14) :671–675, 1985. [36](#)
- M. Häge and M. Joswig. Spatiotemporal distribution of aftershocks of the 2004 december 5 ml= 5.4 waldkirch (germany) earthquake. *Geophys. J. Int.*, 178(3) :1523–1532, 2009. [36](#)
- T. C. Hanks and H. Kanamori. A moment magnitude scale. *J. Geophys. Res.*, 84(B5) : 2348–2350, 1979. [83](#)
- K.C. Hardcastle and L.S. Hills. Brute3 and select : Quickbasic 4 programs for determination of stress tensor configurations and separation of heterogeneous populations of fault-slip data. *Computers & Geosciences*, 17(1) :23–43, 1991. [66](#)
- J. L. Hardebeck and E. Hauksson. Stress orientations obtained from earthquake focal mechanisms : what are appropriate uncertainty estimates. *Bull. seism. Soc. Am.*, 91 (2) :250–262, 2001. [75](#), [98](#)
- J. L. Hardebeck and A. J. Michael. Damped regional-scale stress inversions : Methodology and examples for southern california and the coalinga aftershock sequence. *J. of Geophys. Res.*, 111(B11), 2006. [70](#)
- J. L. Hardebeck and P. M. Shearer. A new method for determining first-motion focal mechanisms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 92(6) :2264–2276, 2002. [87](#)
- J. L. Hardebeck and P. M. Shearer. Using s/p amplitude ratios to constrain the focal mechanisms of small earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93(6) :2434–2444, 2003. [87](#)
- Markus O Häring, Ulrich Schanz, Florentin Ladner, and Ben C Dyer. Characterisation of the basel 1 enhanced geothermal system. *Geothermics*, 37(5) :469–495, 2008. [58](#), [59](#)
- O. Heidbach, M. Tingay, A. Barth, J. Reinecker, D. Kurfeß, and B. Müller. The world stress map database release 2008. 2008. doi : doi:10.1594/GFZ.WSM.Rel2008. [57](#)

- J. C. Hippolyte, J. Angelier, and F.B. Roure. A major geodynamic change revealed by quaternary stress patterns in the southern apennines (italy). *Tectonophysics*, 230(3) : 199–210, 1994. [66](#)
- A. Hirm, S. Nadir, F. Thouvenot, R. Nicolich, G. Pellis, S. Scarascia, I. Tabacco, F. Castellano, and F. Merlanti. Mapping the moho of the western alps by wide-angle reflection seismics. *Tectonophysics*, 162(3) :193–202, 1989. [14](#)
- E. Hurtig, V. Cermák, R. Haenel, and V. und Zui. *Geothermal atlas of Europe*. Hermann Hack Verlagsgesellschaft, 1992. [22](#), [23](#)
- J. Jackson. Strength of the continental lithosphere : Time to abandon the jelly sandwich ? *GSA today*, 12(9) :4–9, 2002. [49](#)
- J.C. Jaeger and N.G.W. Cook. *Fondamentals of rock mécanique*. Chapman and Hall, 3rd edition, 1979. [46](#), [118](#), [119](#)
- Ph. Julien and F. H. Cornet. Stress determination from aftershocks of the campania-lucania earthquake of november 23, 1980. *Annales Geophysicae*, 5B(3) :289–300, 1987. [66](#), [83](#), [84](#)
- U. Kastrup. Stress field variations in the swiss alps and the northern alpine foreland derived from inversion of fault plane solutions. *J. Geophys. Res.*, 109(B1), 2004. [75](#), [81](#), [97](#), [98](#), [100](#), [101](#)
- J. Lambert, T. Winter, T. Dewez, and P. Sabourault. New hypotheses on the maximum damage area of the 1356 basel earthquake (switzerland). *Quat. Sci. Rev.*, 24(3) :381–399, 2005. [34](#)
- L.L. Lavier, W.R. Buck, and A.N.B. Poliakov. Factors controlling normal fault offset in an ideal brittle layer. *J. Geophys. Res.*, 105(B10) :23431–23442, 2000. [107](#)
- J.P. Lefort and B.N.P. Agarwal. Topography of the moho undulations in france from gravity data : their age and origin. *Tectonophysics*, 350(3) :193–213, 2002. [23](#)

BIBLIOGRAPHIE

- M. Lehujeur. Etude cinématique des déformations crustales (géodésie gps) dans la région du graben du rhin - comparaison à la sismicité instrumentale. Master 2, EOST, 2011. [4](#), [99](#)
- M. Lemoine, P.-C. De Graciansky, and P. Tricart. *De l'océan à la chaîne de montagnes : tectonique des plaques dans les Alpes*. Gordon and Breach Science Publishers, 2000. [13](#), [14](#)
- R.J. Lisle. Stress. *Bull. Soc. Geol. Fr.*, xx :XX–YY, 2013. [68](#)
- R.J. Lisle, T.O. Orife, L. Arlegui, C. Liesa, and D.C. Srivastava. Favoured states of palaeostress in the earth's crust : evidence from fault-slip data. *J. Struct. Geol.*, 28(6) : 1051–1066, 2006. [66](#)
- D. Lombardi, J. Braunmiller, E. Kissling, and D. Giardini. Moho depth and poisson's ratio in the western–central alps from receiver functions. *Geophy. J. Int.*, 173(1) :249–264, 2008. [23](#), [24](#), [119](#), [148](#)
- R. Marchant. *The underground of the Western Alps*. PhD thesis, Université de Lausanne, 1993. [15](#)
- F. Masson, F. Gal, and P.-H. Leloup. Une carte gravimétrique haute résolution du massif du mont-blanc : implications structurales. *C. R. Geosci.*, 334(14) :1011–1019, 2002. [18](#)
- D. Mayer-Rosa and B. Cadiot. A review of the 1356 basel earthquake : basic data. *Tectonophysics*, 53(3) :325–333, 1979. [34](#)
- C.I. McDermott, A.L. Randriamanjatoa, H. Tenzer, M. Sauter, and O. Kolditz. Pressure dependent hydraulic flow, heat transport and geo-thermo-mechanical deformation in hydr crystalline geothermal systems : Preliminary application to identify energy recovery schemes at urach spa. In *Proceedings World Geothermal Congress*, 2005. [60](#)
- D. McKenzie. The relationship between fault plane solutions for earthquakes and the directions of the principal stresses. *Bull. Seism. soc. Am.*, 59(2) :591–601, 1969. [61](#), [79](#)

- M. Meghraoui, B. Delouis, M. Ferry, D. Giardini, P. Huggenberger, I. Spottke, and M. Granet. Active normal faulting in the upper rhine graben and paleoseismic identification of the 1356 basel earthquake. *Science*, 293(5537) :2070–3, 2001. doi : 10.1126/science.1010618. [34](#), [35](#), [65](#)
- B. Meyer, R. Lacassin, J. Brulhet, and B. Mouroux. The basel 1356 earthquake : which fault produced it? *Terra Nova*, 6(1) :54–63, 1994. [34](#)
- A. Michael. Determination of stress from slip data : faults and folds. *J. Geophys. Res.*, 89 :11,517–11,526, 1984. [66](#), [67](#)
- A. J. Michael. Use of focal mechanisms to determine stress : a control study. *J. Geophys. Res.*, 92 :357–368, 1987. [66](#), [67](#), [75](#)
- J. Mosar. Present-day and future tectonic underplating in the western swiss alps : reconciliation of basement/wrench-faulting and décollement folding of the jura and molasse basin in the alpine foreland. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 173(3) :143–155, 1999. [15](#)
- N.I. Muskhelishvili and J.R.M. Radok. *Some basic problems of the mathematical theory of elasticity*, volume 15. Cambridge Univ Press, 1953. [111](#), [112](#)
- M. Nemcok and R.J. Lisle. A stress inversion procedure for polyphase fault/slip data sets. *J. Struct. Geol.*, 17(10) :1445–1453, 1995. [66](#)
- J. M. Nocquet. Present-day kinematics of the mediterranean : A comprehensive overview of gps results. *Tectonophysics*, 579 :220–242, 2012. [3](#), [4](#)
- G.F. Panza, Mueller S.T., and G. Calcagnile. The gross features of the lithosphere-asthenosphere system in europe from seismic surface waves and body waves. *Pure App. Geophys.*, 118(2) :1209–1213, 1980. [25](#)
- R. L. Parker and M. K. McNutt. Statistics for the one-norm misfit measure. *J. Geophys. Res.*, 85(B8) :4429–4430, 1980. [78](#)
- C. Pearson. Parameters and a magnitude moment relationship from small earthquakes observed during hydraulic fracturing experiments in crystalline rocks. *Geophys. Res. Lett.*, 9(4) :404–407, 1982. [82](#), [88](#)

BIBLIOGRAPHIE

- O.A. Pfiffner, W. Frei, P. Finckh, and P. Valasek. Deep seismic reflection profiling in the swiss alps : Explosion seismology results for line nfp 20-east. *Geology*, 16(11) :987–990, 1988. [14](#)
- R. Plateaux, J. Angelier, F. Bergerat, F. Cappa, and R. Stefansson. Stress changes induced at neighbouring faults by the june 2000 earthquakes, south iceland seismic zone. *Terra Nova*, 22(2) :79–86, 2010. [70](#)
- T. Plenefisch and K.P. Bonjer. The stress field in the rhine graben area inferred from earthquake focal mechanisms and estimation of frictional parameters. *Tectonophysics*, 275 :71–97, 1997. [84](#), [95](#)
- J. Plomerova and V. Babuska. Long memory of mantle lithosphere fabric - european lab constrained from seismic anisotropy. *Lithos*, 120 :131–143, 2010. [25](#)
- G. Ranalli. *Rheology of the Earth*. Springer, 1995. [41](#)
- Z.E. Reches. Determination of the tectonic stress tensor from slip along faults that obey the coulomb yield condition. *Tectonics*, 6 :849–861, 1987. [66](#)
- J. Reinecker, O. Heidbach, M. Tingay, and Connolly P. The release 2004 of the world stress map. *www.world-stress-map.org*, 2004. [66](#)
- J. Reinecker, M. Tingay, B. Müller, and O. Heidbach. Present-day stress orientation in the molasse basin. *Tectonophysics*, 482(1) :129–138, 2010. [16](#)
- L. Rivera and A. Cisternas. Stress tensor and fault plane solutions for a population of earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 80(3) :600–614, 1990. [66](#), [84](#)
- D. Rouland, H. Haessler, K.P. Bonjer, B. Gilg, D. Mayer-Rosa, and N. Pavoni. The sierentz southern-rhinegraben earthquake of july 15, 1980. preliminary results. *Proceedings of the 17th assembly of the ESC Budapest*, pages 441–446, 1980. [86](#)
- Sz. Rózsa, B. Heck, M. Mayer, K. Seitz, M. Westerhaus, and K. Zippelt. Determination of displacements in the upper rhine graben area from gps and leveling data. *Int. J. Earth Sci.*, 94(4) :538–549, 2005. [86](#)

- G. Sanchez. *Chronologie et évolution de la déformation de la croûte moyenne à la surface dans un prisme collisionnel en décrochement-impacts sur l'aléa sismo-gravitaire : Exemple des Alpes Sud-Occidentales*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2010. [13](#)
- W.Z. Savage and H.S. Swolfs. Tectonic and gravitational stress in long symmetric ridges and valleys. *J. Geophys. Res.*, 91(B3) :3677–3685, 1986. [110](#)
- W.Z. Savage, H.S. Swolfs, and P.S. Powers. Gravitational stresses in long symmetric ridges and valleys. *J. Geophys. Res.*, 22(5) :291–302, 1985. [5](#), [110](#)
- S.M. Schmid, B. Fügenschuh, E. Kissling, and R. Schuster. Tectonic map and overall architecture of the alpine orogen. *Eclogae Geol. Helv.*, 97(1) :93–117, 2004. [12](#)
- M.E. Schumacher. Upper rhine graben : Role of preexisting structures during rift evolution. *Tectonics*, 21(1) :6–1, 2002. [16](#)
- Y. Shan, Z. Li, and G. Lin. A stress inversion procedure for automatic recognition of polyphase fault/slip data sets. *J. struct. geol.*, 26(5) :919–925, 2004. [66](#)
- W. Sissingh. Comparative tertiary stratigraphy of the rhine graben, bresse graben and molasse basin : correlation of alpine foreland events. *Tectonophysics*, 300(1) :249–284, 1998. [15](#), [19](#), [85](#)
- A. Sommaruga. Decollement tectonics in the jura forelandfold-and-thrust belt. *Marine Petrol. Geol.*, 16(2) :111–134, 1999. [15](#)
- M. Tesauero, M. K. Kaban, and S. A. P. L. Cloetingh. Eucrust-07 : A new reference model for the european crust. *Geophys. Res. Lett.*, 35(5) :L05313, 2008. [23](#)
- M. Tesauero, M.K. Kaban, and S.A.P.L. Cloetingh. A new thermal and rheological model of the european lithosphere. *Tectonophysics*, 476(3) :478–495, 2009. [26](#)
- F. Thouvenot, J. Fréchet, P. Tapponnier, J.-C. Thomas, B. Le Brun, G. Ménard, R. Lacassin, L. Jenatton, J.-R. Grasso, and O. Coutant. The ml 5.3 épagny (french alps) earthquake of 1996 july 15 : a long-awaited event on the vuache fault. *Geophys. J. Int.*, 135(3) :876–892, 1998. [15](#)

BIBLIOGRAPHIE

- F. Thouvenot, J. Fréchet, L. Jenatton, and J.-F. Gamond. The belledonne border fault : Identification of an active seismic strike-slip fault in the western alps. *Geophys. J. Int.*, 155(1) :174–192, 2003. [35](#)
- F. Thouvenot, A. Paul, J. Fréchet, N. Béthoux, L. Jenatton, and R. Guiguet. Are there really superposed mohos in the southwestern alps ? new seismic data from fan-profiling reflections. *Geophys. J. Int.*, 170(3) :1180–1194, 2007. [23](#)
- P. Valasek and S. Mueller. A 3d tectonic model of the central alps based on integrated interpretation and seismic refraction and nrp 20 reflection data. In *Deep Structure of the Swiss Alps : Results from NRP*, pages 305–325. 1997. [22](#)
- B. Valley and K. F. Evans. Stress orientation to 5 km depth in the basement below basel (switzerland) from borehole failure analysis. *Swiss J. Geosciences*, 102(3) :467, 2009. doi : 10.1007/s00015-009-1335-z. [3](#), [58](#), [94](#)
- Benoît Valley, Keith F Evans, and ETH Hoenggerberg. Stress state at soultz-sous-forêts to 5 km depth from wellbore failure and hydraulic observations. In O.A. Pfiffner, P. Lehner, P. Heitzmann, St. Mueller, and A. Birkhäuser Verlag Basel. Steck, editors, *Proceedings, 32nd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, 2007. [59](#), [60](#)
- G. Vasseur, A. Etchecopar, and H. Philip. Stress state inferred from multiple focal mechanisms. *Annales geophysicae*, 1(4-5) :291–297, 1983. [66](#)
- M. Wagner, E. Kissling, and S. Husen. Combining controlled-source seismology and local earthquake tomography to derive a 3d crustal model of the western alpine region. *Geophys. J. Int.*, 191 :789–802, 2012. [23](#), [24](#), [25](#)
- F. Waldhauser, R. Lippitsch, E. Kissling, and J. Ansorge. High-resolution teleseismic tomography of upper-mantle structure using an a priori three-dimensional crustal model. *Geophys. J. Int.*, 150(2) :403–414, 2002. [23](#), [24](#)
- A. Walpersdorf, S. Baize, E. Calais, P. Tregoning, and J.-M. Nocquet. Deformation in the jura mountains (france) : First results from semi-permanent gps measurements. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 245(1) :365–372, 2006. [4](#)

A.B. Watts. *Isostasy and Flexure of the Lithosphere*. Cambridge University Press, 2001. [42](#), [45](#)

D.L. Wells and K.J. Coppersmith. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84(4) :974–1002, 1994. [2](#), [35](#)

P. A. Ziegler. European cenozoic rift system. *Tectonophysics*, 208(1) :91–111, 1992. [85](#)

P.A. Ziegler and P. Dèzes. Cenozoic uplift of variscan massifs in the alpine foreland : Timing and controlling mechanisms. *Glob. Planet. change*, 58(1) :237–269, 2007. [17](#)

BIBLIOGRAPHIE

Cinquième partie

Annexes

Annexe A

Localisation et mécanismes au foyer des évènements de Sierentz

TABLE A.1: Location of the 86 events. The first three columns identify the events with their number, day and time. The fourth, fifth and sixth columns indicate the latitude, longitude and error on these horizontal locations. The next two columns indicate the depth and error on the depth respectively. The last column is the moment magnitude from the Swiss ECOS catalogue.

N°	Date	Time	Lat	Lon	erh	depth	erz	Mw
1	1980/7/15	12 :17 :21.27	47,673	7,482	0,5	13,57	0,6	4,4
2	1980/7/15	12 :19 :7.25	47,669	7,484	0,6	9,33	1	2,7
3	1980/7/15	12 :25 :23.04	47,683	7,482	0,3	12,04	0,7	2,2
4	1980/7/15	12 :27 :30.55	47,673	7,489	0,3	10,69	0,6	2,1
5	1980/7/15	12 :29 :27.28	47,672	7,493	0,4	12,9	0,5	2,2
6	1980/7/15	12 :31 :18.62	47,674	7,488	0,3	13,07	0,6	2,2
7	1980/7/15	12 :32 :1.34	47,683	7,493	0,3	11,51	0,6	2,2
8	1980/7/15	12 :43 :55.5	47,684	7,483	0,4	13,77	0,5	2,9
9	1980/7/15	12 :44 :58.12	47,67	7,481	0,5	12,85	0,6	2,7
10	1980/7/15	12 :45 :3.9	47,686	7,454	0,9	3,68	26,1	
11	1980/7/15	12 :46 :19.96	47,675	7,489	0,7	13,73	0,7	1,9
12	1980/7/15	12 :46 :33.19	47,68	7,488	0,5	0,58	1,9	
13	1980/7/15	12 :48 :2.25	47,677	7,483	0,4	10,11	0,9	1,9
14	1980/7/15	12 :50 :32.9	47,682	7,487	0,4	10,09	1	2,1
15	1980/7/15	12 :54 :45.79	47,683	7,498	0,4	9,29	1,6	3,4
16	1980/7/15	13 :2 :52.57	47,666	7,482	0,4	12,95	0,6	2
17	1980/7/15	13 :8 :20.92	47,684	7,482	0,5	0,02	1,8	2,2
18	1980/7/15	13 :11 :18.34	47,673	7,489	0,3	12,39	0,6	2,1
19	1980/7/15	13 :19 :7.92	47,687	7,496	0,4	12,12	0,8	2,6
20	1980/7/15	13 :31 :42.53	47,683	7,492	0,3	11,91	0,6	3

A. LOCALISATION ET MÉCANISMES AU FOYER DES ÉVÈNEMENTS DE SIERENTZ

N °	Date	Time	Lat	Lon	erh	depth	erz	Mw
21	1980/7/15	14 :20 :14.25	47,682	7,496	0,4	13,59	0,5	2,9
22	1980/7/15	15 :32 :16.41	47,682	7,495	0,5	12,66	0,7	2,4
23	1980/7/15	18 :30 :24.05	47,681	7,49	0,3	12,07	0,6	2
24	1980/7/15	18 :30 :25.38	47,68	7,487	0,4	10,12	0,9	
25	1980/7/15	18 :42 :2.75	47,679	7,483	0,3	12,02	0,6	2,1
26	1980/7/15	23 :25 :1.44	47,681	7,476	0,6	11,97	0,5	2,1
27	1980/7/16	5 :6 :8.11	47,686	7,479	0,3	11,29	0,5	1,9
28	1980/7/16	03 :38 :16.97	47,682	7,493	0,4	12,03	0,5	3,1
29	1980/7/16	09 :25 :44.77	47,678	7,472	0,3	11,67	0,4	2,4
30	1980/7/16	15 :0 :48.32	47,672	7,486	0,5	14,42	0,4	3,5
31	1980/7/16	15 :5 :8.02	47,675	7,482	0,3	12,54	0,5	2,1
32	1980/7/16	15 :10 :24.8	47,679	7,482	0,3	11,69	0,5	2
33	1980/7/16	15 :22 :29.83	47,679	7,491	0,3	12,4	0,4	2,2
34	1980/7/16	15 :34 :9.96	47,68	7,489	0,4	12,99	0,6	1,9
35	1980/7/16	19 :2 :45.17	47,679	7,488	0,3	12,72	0,4	2
36	1980/7/16	22 :43 :0.17	47,677	7,49	0,6	12,49	0,7	1,7
37	1980/7/16	23 :21 :14.76	47,679	7,481	0,3	11,23	0,5	2,1
38	1980/7/17	4 :2 :44.67	47,676	7,486	0,5	13,74	0,6	1,8
39	1980/7/17	5 :8 :50.4	47,675	7,486	0,4	12,19	0,4	1,7
40	1980/7/17	71 :0 :23.37	47,683	7,498	1	12,29	1,1	
41	1980/7/17	08 :23 :56.51	47,685	7,476	0,3	12,48	0,5	2,2
42	1980/7/17	09 :35 :21.69	47,681	7,488	0,3	13,4	0,4	2,1
43	1980/7/17	09 :58 :34.72	47,686	7,484	0,4	8,53	1,2	
44	1980/7/17	11 :0 :24.48	47,681	7,479	0,6	12,17	1,1	1,8
45	1980/7/17	13 :16 :26.13	47,67	7,478	0,4	10,38	0,5	2
46	1980/7/17	13 :24 :45.76	47,679	7,492	0,7	11,15	1	
47	1980/7/17	15 :10 :26.49	47,673	7,477	0,3	11,52	0,5	1,9
48	1980/7/17	19 :53 :56.73	47,678	7,489	0,5	8,45	2,5	1,6
49	1980/7/17	21 :56 :21.39	47,678	7,485	0,3	12,54	0,5	1,9
50	1980/7/17	22 :46 :15.22	47,666	7,488	0,4	12,65	0,5	1,6
51	1980/7/18	17 :51 :58.52	47,682	7,484	0,5	9,7	0,6	1,7
52	1980/7/18	19 :13 :11.4	47,678	7,495	0,3	9,95	0,6	1,8
53	1980/7/18	19 :56 :17.65	47,675	7,487	0,3	10,29	0,5	1,9
54	1980/7/18	20 :8 :59.41	47,678	7,492	0,2	10,57	0,5	2,1
55	1980/7/18	21 :08 :44.05	47,679	7,491	0,3	10,85	0,5	2,1
56	1980/7/18	22 :42 :17.12	47,688	7,49	0,5	9,32	0,9	
57	1980/7/18	22 :48 :58.4	47,685	7,489	0,3	10,57	0,9	2,2
58	1980/7/18	23 :3 :52.45	47,675	7,482	0,2	13,1	0,3	2,7
59	1980/7/19	2 :8 :31.14	47,675	7,49	0,3	13,19	0,4	2,1
60	1980/7/19	4 :3 :11.31	47,676	7,491	0,3	10,85	0,5	2,3
61	1980/7/19	11 :01 :47.97	47,68	7,485	0,3	10,46	0,5	2,1
62	1980/7/19	12 :21 :51.12	47,681	7,487	0,3	11,07	0,5	2,2

N°	Date	Time	Lat	Lon	erh	depth	erz	Mw
63	1980/7/19	20 :27 :49.21	47,679	7,484	0,3	12,98	0,3	2,6
64	1980/7/20	19 :02 :07.04	47,678	7,485	0,3	11,16	0,7	2
65	1980/7/20	20 :16 :52.38	47,673	7,482	0,3	12,16	0,5	2,1
66	1980/7/21	00 :53 :24.69	47,674	7,486	0,3	12,43	0,4	2,2
67	1980/7/22	00 :07 :38.39	47,681	7,484	0,3	12	0,4	2,7
68	1980/7/22	09 :59 :32.19	47,681	7,476	0,4	11,56	0,6	3
69	1980/7/22	22 :46 :10.23	47,675	7,485	0,3	11,77	0,8	3,4
70	1980/7/22	22 :46 :22.81	47,678	7,482	0,5	13,65	0,5	3,4
71	1980/7/22	22 :50 :9.26	47,676	7,48	0,2	12,62	0,4	2,5
72	1980/7/25	04 :46 :37.9	47,668	7,479	0,3	10,8	0,4	2,3
73	1980/8/1	17 :04 :48.12	47,68	7,481	0,3	12,94	0,4	2,6
74	1980/8/10	23 :0 :34.33	47,692	7,466	0,6	1,23	2,1	
75	1980/8/12	15 :11 :57.63	47,673	7,477	0,4	12,78	0,5	2,2
76	1980/8/13	15 :36 :44.83	47,675	7,487	0,3	11,96	0,6	2,3
77	1980/8/16	13 :1 :11.84	47,676	7,483	0,3	10,42	0,9	2,4
78	1980/8/21	21 :2 :17.23	47,677	7,486	0,4	11,38	0,7	2,1
79	1980/8/24	55 :3 :36.06	47,679	7,487	0,3	12,94	0,5	2,1
80	1980/8/27	11 :44 :11.07	47,682	7,488	0,4	12,04	1	2,4
81	1980/9/5	14 :5 :59.41	47,682	7,477	0,4	12,35	0,6	2,5
82	1980/9/5	84 :9 :21.2	47,686	7,491	0,5	13,73	0,6	2,4
83	1980/9/6	23 :35 :13.87	47,681	7,482	0,3	12,63	0,4	2,1
84	1980/9/19	15 :4 :18.55	47,686	7,481	0,4	11,73	0,6	3,2
85	1980/9/19	17 :54 :49.69	47,676	7,489	0,3	13,14	0,5	2,8
86	1980/10/4	85 :7 :56.5	47,653	7,484	0,6	18,25	0,7	2,4

TABLE A.2: Parameters of the focal mechanisms. Only one nodal plane is indicated, the other one being orthogonal to this first plane. errP1 and errP2 correspond to the RMS angular difference of the acceptable plane from the preferred planes. The focal mechanisms labeled with a B correspond to the ones determined by Bonjer (1997).

N°	strike	dip	rake	errP1	errP2
1	130	81	171	32	24
15	309	70	-144	28	24
19	113	27	154	17	29
20	107	41	171	9	22
21	134	84	-126	17	15
22	290	49	-177	7	17
26	136	54	-164	18	15
29	150	68	-86	9	7
30	70	36	121	7	4
31	94	69	160	8	11
32	40	46	148	19	13

A. LOCALISATION ET MÉCANISMES AU FOYER DES ÉVÈNEMENTS DE SIERENTZ

N °	strike	dip	rake	errP1	errP2
33	290	86	154	7	4
35	127	86	-175	13	10
37	114	55	166	5	7
41	292	82	166	7	7
42	294	51	-103	9	17
49	126	88	-178	18	13
51	131	60	-162	15	14
52	307	71	-163	18	10
53	121	73	156	24	18
54	117	76	162	6	7
55	305	61	-143	3	2
57	125	74	-173	21	23
58	111	70	174	2	0
59	104	64	-167	5	8
60	117	74	163	5	7
61	306	67	-143	10	9
62	307	71	-141	11	6
63	75	41	128	2	4
64	136	34	-117	9	6
65	299	80	-144	34	34
66	295	57	151	16	29
67	289	79	-173	7	5
68	315	87	175	29	12
69	134	37	-112	12	7
70	104	77	-180	5	5
71	119	87	163	8	11
72	333	80	-107	28	15
73	79	21	134	11	14
1B	125	80	174		
		15B	117	46	-132
		30B	201	42	64

Annexe B

Localisation et mécanismes au foyer des événements de Waldkirch

B. LOCALISATION ET MÉCANISMES AU FOYER DES ÉVÈNEMENTS DE WALDKIRCH

TABLE B.1: Localisation et paramètres de mécanismes au foyer de Waldkirch.

date	heure	lat	lon	prof	Ml	str1	dip1	rak1	str2	dip2	rak2
05/12/04	01 :52 :39	48,082	8,039	9,0	5,4	11	72	-18	107	73	-161
05/12/04	02 :51 :00	48,080	8,470	8,0	2,7	5	75	-30	103	61	-163
05/12/04	03 :47 :00	48,081	8,040	10,0	2,6	10	45	-20	114	76	-133
05/12/04	04 :11 :00	48,045	8,162	10,0	2,7	12	75	-15	106	76	-164
05/12/04	19 :45 :00	48,075	8,060	10,0	2,7	12	75	-15	106	76	-164
06/12/04	01 :38 :00	48,082	8,035	10,0	2,4	12	75	-15	106	76	-164
06/12/04	19 :38 :00	48,079	8,040	12,2	1,5	0	56	-8	94	83	-146
09/12/04	15 :04 :00	48,074	8,037	10,9	1,8	5	60	-15	103	77	-149
09/12/04	18 :15 :00	48,074	8,062	11,5	1,9	10	80	-20	104	70	-169
10/12/04	10 :45 :00	48,076	8,052	12,0	2,1	340	75	24	243	67	164
05/01/05	18 :47 :00	48,080	8,035	12,0	2,3	20	75	5	289	85	165
13/05/05	19 :44 :00	48,082	8,035	9,0	3,2	340	75	1	250	89	165
13/08/05	11 :41 :00	48,080	8,041	9,4	2,4	30	40	-85	203	50	-94

Annexe C

Calcul des fonctions de la solution analytique

Si $f(z)$ est une fonction holomorphe sur le demi-espace supérieur et continue sur le demi-espace supérieur et sur $v = 0$ et si $f(\infty) = a$ alors :

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(t)}{t-z} dt = \begin{cases} f(z) - \frac{a}{2} & \forall z \in \text{demi-espace supérieur,} \\ -\frac{a}{2} & \forall z \in \text{demi-espace inférieur.} \end{cases} \quad (5.3.1)$$

De même, si $f(z)$ est une fonction holomorphe sur le demi-espace inférieur et continue sur le demi-espace supérieur et sur $v = 0$ et si $f(\infty) = a$ alors :

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(t)}{t-z} dt = \begin{cases} -f(z) + \frac{a}{2} & \forall z \in \text{demi-espace inférieur,} \\ \frac{a}{2} & \forall z \in \text{demi-espace supérieur.} \end{cases} \quad (5.3.2)$$

Dans le cas ou, $f(z) = G(z) + f_0(z)$ avec $G(z) = \frac{A_1}{z-a} + \frac{A_2}{(z-a)^2} + \dots + \frac{A_n}{(z-a)^n}$, (5.3.2) devient :

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(t)}{t-z} dt = \begin{cases} -f(z) + G_1(z) + G_2(z) + \dots + G_n(z) & \forall z \in \text{demi-espace inférieur,} \\ G_1(z) + G_2(z) + \dots + G_n(z) & \forall z \in \text{demi-espace supérieur.} \end{cases} \quad (5.3.3)$$

En appliquant, (5.3.1), (5.3.2) et (5.3.3) à (3.1.15) on obtient :

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{\overline{f'(u)} \cdot \Phi(u)}{u-w} du}_A + \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{\overline{f'(u)} \cdot \overline{\Phi(u)}}{u-w} du}_B + \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{\overline{f(u)} \cdot \Phi'(u)}{u-w} du}_C \\ & + \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u) \cdot \Psi(u)}{u-w} du}_D = \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{g(u)}{u-w} du}_I \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

C. CALCUL DES FONCTIONS DE LA SOLUTION ANALYTIQUE

Calcul de A

$$\frac{\Phi(w)}{(w+ia)^2} = \Omega(w) + \frac{A_{-1}}{w+ia} + \frac{A_{-2}}{(w+ia)^2} \quad (5.3.5a)$$

$$\text{d'où } \mathbf{A} = -\Phi(w) + \frac{ab\Phi(w)}{(w+ia)^2} - \frac{abA_{-1}}{w+ia} - \frac{abA_{-2}}{(w+ia)^2} \quad (5.3.5b)$$

Calcul de B

$\mathbf{B} = 0$ car $\overline{f'\Phi}$ est holomorphe sur le demi-espace supérieur et nulle à l'infini.

Calcul de C

$$\frac{\Phi'(w)}{w+ia} = \Xi(w) + \frac{B_{-1}}{w+ia} \quad (5.3.6a)$$

$$\text{d'où } \mathbf{C} = -w\Phi'(w) - \frac{ab\Phi'(w)}{w+ia} + \frac{abB_{-1}}{w+ia} \quad (5.3.6b)$$

Calcul de D

$$\mathbf{D} = -f'(w)\Psi(w) \quad (5.3.7)$$

car $f'\Psi$ est holomorphe sur le demi-espace inférieur et nulle à l'infini.

Finalement, (5.3.4) devient :

$$\boxed{f'(w)\Psi(w) = -\Phi(w) + \frac{ab\Phi(w)}{(w+ia)^2} - w\Phi'(w) - \frac{ab\Phi'(w)}{w+ia} - \frac{ab(A_{-1} - B_{-1})}{w+ia} - \frac{abA_{-2}}{(w+ia)^2} - I} \quad (5.3.8)$$

On fait de même avec (3.1.16) :

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u) \cdot \overline{\Phi(u)}}{u-w} du}_{AA} + \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u) \cdot \Phi(u)}{u-w} du}_{BB} + \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{f(u) \cdot \overline{\Phi'(u)}}{u-w} du}_{CC} \\
& + \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u) \cdot \overline{\Psi(u)}}{u-w} du}_{DD} = \underbrace{\frac{1}{2\pi i} \int \frac{h(u)}{u-w} du}_{II}
\end{aligned} \tag{5.3.9}$$

Calcul de AA

En prenant le conjugué de l'équation (5.3.5a) on obtient

$$\mathbf{AA} = \frac{-ab\overline{A_{-1}}}{w-ia} - \frac{ab\overline{A_{-2}}}{(w-ia)^2} \tag{5.3.10}$$

car $f'\overline{\Phi}$ est analytique sur le demi-plan supérieur sauf en ia .

Calcul de BB

$$\mathbf{BB} = -f'\Phi \tag{5.3.11}$$

Calcul de CC

On prend le conjugué de l'équation (5.3.6a) et on trouve :

$$\mathbf{CC} = \frac{ab\overline{B_{-1}}}{w-ia} \tag{5.3.12}$$

Calcul de DD

$(DD) = 0$ car $\overline{f'(u)} \cdot \overline{\Psi(u)}$ est holomorphe sur le demi-espace supérieur et nulle à l'infini.

(5.3.9) s'écrit alors :

$$\boxed{f'(w)\Phi(w) = \frac{ab\overline{A_{-2}}}{(w-ia)^2} + \frac{ab(\overline{A_{-1}} - \overline{B_{-1}})}{w-ia} - II} \tag{5.3.13}$$

C. CALCUL DES FONCTIONS DE LA SOLUTION ANALYTIQUE

Il reste à calculer A_{-1} , A_{-2} et B_{-1} . Pour cela on effectue le développement limité de Φ en $-ia$ au second ordre ainsi que celui de Φ' . On obtient ainsi les relations :

$$\begin{aligned} \frac{\Phi(w)}{(w+ia)^2} &= \frac{\Phi(-ia)}{(w+ia)^2} + \frac{\Phi'(-ia)}{w+ia} + \frac{\Phi''(-ia)}{2} \\ \frac{\Phi'(w)}{w+ia} &= \frac{\Phi'(-ia)}{w+ia} + \Phi''(-ia) \end{aligned} \quad (5.3.14)$$

Par identification avec les équations (5.3.5a) et (5.3.6a) on trouve :

$$\boxed{A_{-1} = B_{-1} = \Phi'(-ia) \text{ et } A_{-2} = \Phi(-ia)}$$

Avec l'équation (5.3.13) on calcule $\Phi(-ia)$:

$$\begin{aligned} f'(w) \cdot \Phi(w) &= \Phi(w) - \frac{ab\Phi(w)}{(w-ia)^2} = \frac{ab\overline{\Phi(-ia)}}{(w-ia)^2} - II(w) \\ \Phi(-ia) + \frac{b}{4a}(\Phi(-ia) - \overline{\Phi(-ia)}) &= -II(-ia) \end{aligned}$$

on pose

$$\Phi(-ia) = \beta_1 + i\beta_2$$

puis

$$\begin{aligned} \beta_1 \left(\frac{2a+b}{2a} \right) &= \Re(-II(-ia)) \\ \beta_2 &= \Im(-II(-ia)) \end{aligned}$$

D'où :

$$\boxed{\Phi(-ia) = \frac{2a}{2a+b} \cdot \Re(-II(-ia)) + i\Im(-II(-ia))} \quad (5.3.15)$$

On connaît ainsi l'expression de Φ en fonction de II qui dépend des conditions aux limites que l'on applique. Afin de déterminer Ψ , il faut calculer Φ' .

D'après l'équation (5.3.13) on a :

$$f''(w)\Phi(w) + f'(w)\Phi'(w) = -\frac{2ab\overline{\Phi(-ia)}}{(w-ia)^3} - II'(w) \quad (5.3.16)$$

$$\boxed{\Phi'(w) = -\frac{2ab(\overline{\Phi(-ia)} + \Phi(w))}{((w-ia)^2 - ab)(w-ia)} - \frac{II'(w)}{f'(w)}} \quad (5.3.17)$$

L'équation (5.3.8) montre une singularité en $-ia$ pour Ψ . Il faut donc calculer $\Psi(-ia)$. En utilisant l'équation (5.3.14) on obtient :

$$f'(w)\Psi(w) = -\Phi(w) - w\Phi'(w) - \frac{ab\Phi''(-ia)}{2} - I \quad (5.3.18)$$

Or, on a :

$$f'(-ia) = \frac{4a+b}{4a} \quad (5.3.19)$$

$$\Phi'(-ia) = \frac{ib}{a(4a+b)}(\Phi(-ia) + \overline{\Phi(-ia)}) - \frac{4a}{4a+b}II' \quad (5.3.20)$$

$$\begin{aligned} \Phi''(w) = & -\frac{f''(w)}{f'(w)}\Phi'(w) + \frac{2ab(3(w-ia)^2 - ab)(\Phi(w) + \overline{\Phi(-ia)})}{((w-ia)^2 - ab)^2(w-ia)^2} \\ & + \frac{f''(w)}{f'(w)^2}II'(w) - \frac{II''(w)}{f'(w)} \end{aligned} \quad (5.3.21)$$

$$\begin{aligned} \Phi''(-ia) = & \frac{b(12a+b)}{2a^2(4a+b)^2}(\Phi(-ia) + \overline{\Phi(-ia)}) + \frac{ib}{a(4a+b)}\Phi'(-ia) \\ & - \frac{4ib}{(4a+b)^2}II'(-ia) - \frac{4a}{4a+b}II''(-ia) \end{aligned} \quad (5.3.22)$$

D'où,

$$\begin{aligned} \Psi(-ia) = & \frac{4a}{4a+b}[-\Phi(-ia) + \left(\frac{-b}{4a+b} - \frac{b^2(12a+b)}{4a(4a+b)^2} + \frac{b^3}{2a(4a+b)^2}\right) \\ & (\Phi(-ia) + \overline{\Phi(-ia)}) - \left(\frac{4ia^2}{4a+b} - \frac{2iab^2}{(4a+b)^2}\right)II'(-ia) + \\ & \frac{2a^2b}{4a+b}II''(-ia) - I(-ia)] \end{aligned} \quad (5.3.23)$$

On peut maintenant obtenir σ_x, σ_y et σ_{xy} :

$$\sigma_x + \sigma_y = 4\Re\left[\frac{ab\overline{\Phi(-ia)}}{(w-ia)^2 - ab} - \frac{(w-ia)^2 II}{(w-ia)^2 - ab}\right] \quad (5.3.24)$$

L'expression de $\Phi(-ia)$ est donnée par l'équation (5.3.15).

C. CALCUL DES FONCTIONS DE LA SOLUTION ANALYTIQUE

$$\sigma_y - \sigma_x + 2i\sigma_{xy} = \frac{2(w - ia)^2}{(w - ia)^2 - ab} \left[\frac{\bar{w}(\bar{w} + ia) + ab}{\bar{w} + ia} \Phi'(w) - \Phi(w) - \left(w + \frac{ab}{w + ia} \right) \cdot \Phi'(w) + \frac{ab(\Phi(w) - \overline{\Phi(-ia)})}{(w + ia)^2} - I \right] \quad (5.3.25a)$$

Dans le cas ou $w = -ia$ (5.3.25a) devient :

$$\sigma_y - \sigma_x + 2i\sigma_{xy} = \frac{2(w - ia)^2}{(w - ia)^2 - ab} \frac{\bar{w}(\bar{w} + ia) + ab}{\bar{w} + ia} \Phi'(w) + \Psi(-ia) \quad (5.3.25b)$$

C.1 Contraintes induites par la gravité

En prenant en compte la gravité, l'équation (3.1.12) devient :

$$\begin{cases} \sigma_x + \sigma_y = \sigma_x^{gen} + \sigma_y^{gen} + \frac{1}{1 - \mu} \rho g \Im m(f(w)) \\ \sigma_y - \sigma_x + 2i\sigma_{xy} = \sigma_y^{gen} - \sigma_x^{gen} + 2i\sigma_{xy}^{gen} + \left[\frac{1 - 2\mu}{1 - \mu} \right] \rho g \Im m(f(w)) \end{cases} \quad (5.3.26)$$

ou σ^{gen} sont les contraintes générales déterminées précédemment. D'autre part, dans la condition aux limites, le G de l'équation (3.1.13) s'écrit :

$$G = \bar{H} = -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - \mu} \right] \rho g \Im m(f(u)) - \frac{1}{2} \left[\frac{1 - 2\mu}{1 - \mu} \right] \rho g \Im m(f(u)) \frac{f'(u)}{f(u)} \quad (5.3.27)$$

Pour obtenir les contraintes il suffit donc de calculer I et II de l'équation (5.3.4) à partir de G et d'ajouter aux contraintes générales la composante gravitaire pour obtenir l'équation (5.3.26).

Calcul de I

$$I(w) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{\overline{f'(u)}G(u)}{u-w} du \quad (5.3.28)$$

$$= \frac{i\rho g}{4(1-\mu)} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int \frac{\overline{f'(u)} \cdot f(u) - \overline{f'(u)} \cdot \overline{f(u)}}{u-w} du + \quad (5.3.29)$$

$$\frac{i\rho g(1-2\mu)}{4(1-\mu)} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u) \cdot f(u) - \overline{f'(u)} \cdot \overline{f(u)}}{u-w} du$$

Or on a :

$$\begin{aligned} \overline{f'(w)} \cdot f(w) - \overline{f'(w)} \cdot \overline{f(w)} &= \frac{ab}{w-ia} - \frac{ab}{w+ia} + \frac{a^2b^2}{(w+ia)^3} + \frac{b^2}{4(w-ia)} \\ &\quad - \frac{b^2}{4(w+ia)} - \frac{ab^2i}{2(w+ia)^2} \end{aligned} \quad (5.3.30)$$

$$\begin{aligned} f'(w) \cdot f(w) - \overline{f'(w)} \cdot \overline{f(w)} &= \frac{ab}{w-ia} - \frac{ab}{w+ia} - \frac{a^2b^2}{(w-ia)^3} + \frac{b^2}{4(w-ia)} \\ &\quad - \frac{iab^2}{2(w-ia)^2} - \frac{b^2}{4(w+ia)} \end{aligned} \quad (5.3.31)$$

En appliquant (5.3.1) et (5.3.2) à (5.3.30) et (5.3.31), (5.3.29) devient :

$$\begin{aligned} I(w) &= \frac{-\rho g a^2 b}{2(1-\mu)} \left\{ \frac{i(4a+b)}{8a^2(w-ia)} + (1-2\mu) \right. \\ &\quad \cdot \left. \left[\frac{i(4a+b)}{8a^2(w-ia)} + ab \left(\frac{1}{4a^2(w-ia)^2} - \frac{i}{2a(w-ia)^3} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (5.3.32)$$

Calcul de II

$$II(w) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u)H(u)}{u-w} du \quad (5.3.33)$$

$$= \frac{i\rho g}{4(1-\mu)} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int \frac{f'(u) \cdot f(u) - \overline{f'(u)} \cdot \overline{f(u)}}{u-w} du + \quad (5.3.34)$$

$$\frac{i\rho g(1-2\mu)}{4(1-\mu)} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int \frac{\overline{f'(u)} \cdot f(u) - \overline{f'(u)} \cdot \overline{f(u)}}{u-w} du$$

En appliquant (5.3.1) et (5.3.2) à (5.3.30) et (5.3.31), (5.3.34) devient :

$$\begin{aligned} II(w) &= \frac{-\rho g a^2 b}{2(1-\mu)} \left[\frac{i(4a+b)}{8a^2(w-ia)} + \right. \\ &\quad \left. ab \left(\frac{1}{4a^2(w-ia)^2} - \frac{i}{2a(w-ia)^3} \right) + (1-2\mu) \frac{i(4a+b)}{8a^2(w-ia)} \right] \end{aligned} \quad (5.3.35)$$

C. CALCUL DES FONCTIONS DE LA SOLUTION ANALYTIQUE

On en déduit l'expression de $\Phi(-ia)$ à partir de l'équation (5.3.15) :

$$II(-ia) = \rho gb \left[\frac{(4a+b)(1-\mu)+b}{16a(1-\mu)} \right] \quad (5.3.36)$$

$$\Phi(-ia) = \overline{\Phi(-ia)} = \rho gb \frac{(4a+b)(1-\mu)+b}{8(1-\mu)} \quad (5.3.37)$$

Enfin pour avoir l'expression entière de Φ et Ψ il faut calculer la dérivée première et seconde de II .

$$II'(w) = \frac{\rho ga^2 b}{2(1-\mu)} \left[\frac{i(4a+b)}{8a^2(w-ia)^2} + ab \left(\frac{1}{2a^2(w-ia)^3} - \frac{3i}{2a(w-ia)^4} \right) + (1-2\mu) \frac{i(4a+b)}{8a^2(w-ia)^2} \right] \quad (5.3.38)$$

$$II''(w) = \frac{-\rho ga^2 b}{2(1-\mu)} \left[\frac{i(4a+b)}{4a^2(w-ia)^3} + ab \left(\frac{3}{2a^2(w-ia)^4} - \frac{6i}{a(w-ia)^5} \right) + (1-2\mu) \frac{i(4a+b)}{4a^2(w-ia)^3} \right] \quad (5.3.39)$$

Enfin, on a :

$$II'(-ia) = \frac{-\rho gb}{64(1-\mu)} \cdot \frac{5bi + 2i(1-\mu)(4a+b)}{a^2} \quad (5.3.40)$$

$$II''(-ia) = \frac{-\rho gb}{64(1-\mu)} \cdot \frac{9b + 2(1-\mu)(4a+b)}{a^3} \quad (5.3.41)$$

Qui permettent de déterminer $\Psi(-ia)$.