



HAL
open science

Évolution thermique et mécanique des zones de cisaillement : approche analytique, numérique et confrontation aux données de terrain

Sylvia Duprat-Oualid

► **To cite this version:**

Sylvia Duprat-Oualid. Évolution thermique et mécanique des zones de cisaillement : approche analytique, numérique et confrontation aux données de terrain. Sciences de la Terre. Université de Rennes, 2014. Français. NNT : 2014REN1S128 . tel-01165071v2

HAL Id: tel-01165071

<https://theses.hal.science/tel-01165071v2>

Submitted on 18 Jun 2015

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

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



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Sciences de la Terre

Ecole doctorale Sciences de la Matière

présentée par

Sylvia DUPRAT-OUALID

Préparée à l'unité de recherche UMR 6118 CNRS
Géosciences-Rennes
U.F.R. Structure et Propriétés de la Matière

**Évolution thermique
et mécanique des
zones de cisaillement :
approche analytique
et numérique,
et confrontation aux
données de terrain.**

**Thèse soutenue à Rennes
le 12 décembre 2014**

devant le jury composé de :

Jean BRAUN / *rapporteur*
Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble

Bernhard GRASEMANN / *rapporteur*
Professeur, Université de Vienne, Autriche

Denis GAPAIS / *examineur*
Directeur de recherche, Université de Rennes 1

Muriel GERBAULT / *examineur*
Chargée de Recherche IRD, GET, Toulouse

Loïc LABROUSSE / *examineur*
Professeur, UPMC, Paris VI

Pavel PITRA / *directeur de thèse*
Maître de Conférence, Université de Rennes 1

Philippe YAMATO / *co-directeur de thèse*
Maître de Conférence, Université de Rennes 1

Résumé

Les zones de cisaillement constituent des objets structuraux communs de la lithosphère, et sont présentes à toutes les échelles d'observation (microscopique à lithosphérique). À grande échelle, elles sont le siège principal des déplacements entre plaques tectoniques et par là-même accommodent de grandes quantités de déformation. La compréhension de leur comportement mécanique dans le temps et l'espace est donc essentielle pour la connaissance générale de la dynamique de la lithosphère.

La rhéologie des roches, qui définit leur comportement mécanique, est régie par les lois physiques qui établissent la manière dont celles-ci se déforment lorsqu'elles sont soumises à des contraintes. La température joue un rôle majeur sur la loi de comportement par fluage-dislocation qui caractérise le domaine ductile (en profondeur), réduisant alors efficacement la résistance mécanique des roches. Chaque roche possède en outre des propriétés mécaniques intrinsèques qui varient en fonction de sa composition minéralogique, de sa texture et de sa structure interne. Or, en l'absence de grandeurs directement mesurables au-delà de quelques kilomètres, la rhéologie de la lithosphère, et plus particulièrement de la lithosphère continentale, demeure sujette à diverses interprétations drastiquement différentes. Le comportement mécanique des zones de cisaillement majeures qui la traversent est d'autant plus méconnu qu'elles sont le siège d'intenses changements de la nature des roches et de perturbations thermiques majeures. En particulier, l'énergie mécanique qui y est convertie en chaleur (*shear heating*) peut engendrer une étroite interrelation entre évolutions thermique et mécanique.

Ce travail de thèse a pour objectif premier de contribuer à la connaissance générale de la rhéologie des zones de cisaillement d'échelle lithosphérique. Pour y répondre, une approche originale a été mise en place, se basant sur l'évolution du champ thermique aux abords et au sein des zones de cisaillement. Sur la base de modèles numériques thermo-cinématiques 2-D et de développements analytiques, la variabilité de premier ordre de l'évolution et de la perturbation thermique est analysée et quantifiée au regard de l'influence des trois processus thermiques majeurs que sont la diffusion, l'advection et le shear heating. Les résultats sont confrontés aux signatures thermiques métamorphiques associées aux zones de chevauchement intra-continentales pour lesquelles les influences des processus d'accrétion et d'érosion sont également examinées. Le cas du Main Central Thrust (MCT) en Himalaya, dont la zonation thermique métamorphique inverse est particulièrement bien développée et documentée, est pris comme exemple de référence.

Nos résultats quantitatifs mettent en avant le rôle crucial du shear heating, et plus particulièrement de la variabilité de la résistance mécanique des zones de cisaillement. L'accent est mis sur l'importance des paramètres de fluage des roches. L'étude de zones de cisaillement centimétriques développées au sein de la granodiorite du Zillertal (fenêtre des Tauern, Tyrol, Alpes) à la faveur de faibles variations de la composition minéralogique révèle l'extrême sensibilité de la rhéologie des roches ignées représentatives de la croûte continentale. Les conséquences de cette variabilité intense révélée à petite échelle sont finalement discutées au regard des rhéologies classiquement considérées dans les modèles qui s'intéressent aux processus qui régissent la dynamique de la lithosphère.

Mots-clés: zones de cisaillement; rhéologie de la lithosphère; shear heating; processus thermiques; localisation de la déformation; modélisation numérique; développement analytique.

Abstract

Shear zones are common structural features in the lithosphere and occur at various scales (from microscopic to lithospheric). At the lithospheric scale, they concentrate most of the relative movements between tectonic plates, and therefore, accommodate a high amount of strain. Consequently, the understanding of both their spatial and temporal mechanical behaviour is crucial for the general knowledge of the lithosphere dynamics.

Rheology of rocks, which define their mechanical behaviour, is controlled by physical laws that predict how they deform under some stresses. Temperature plays a major role in the creep-dislocation behaviour, which characterizes the ductile domain (in depth), decreasing efficiently the rock strength. Furthermore, each rock has intrinsic mechanical properties, which depend on its mineralogical composition, texture and internal structures. However, due to the lack of data directly measurable deeper than a few kilometres, the lithosphere rheology, and in particular the continental lithosphere remains subject to drastically different interpretations. The mechanical behaviour of major shear zones is not fully understood, as they are the location of intense changes of both the rock internal nature and major thermal perturbations. Especially, the mechanical energy, converted into heat (shear heating) causes a close interaction between thermal and mechanical evolutions.

This thesis aims to better understand the rheological state of lithospheric scale shear zones. For this purpose, we used an original approach, based on the temperature field evolution around and within such shear zones. From 2-D numerical thermo-kinematic models and analytical developments, the first order variability of thermal evolution and perturbation is analysed and quantified with respect to the impact of three major thermal processes, defined as diffusion, advection and shear heating. Results are compared to metamorphic thermal signatures associated to intra-continental thrust zones for which the influence of both accretion and erosion was also investigated. The case of the Main Central Thrust (MCT) in the Himalayas, whose the inverse metamorphic thermal zonation has been extensively studied, was chosen as the main natural analogue.

Our quantitative results highlight the crucial role of shear heating, and more particularly of mechanical strength variability within shear zones. We thus emphasise on the importance of rock creep parameters. The study of centimetre-scale shear zones, which developed within the granodiorite of the Zillertal nappe (Tauern window, Tyrol, Alps) thanks to little local variations of the mineralogical composition, reveals the extreme sensitivity of igneous rocks rheology, representative of the continental crust. The consequences of such an intense variability, revealed at small scale are finally discussed with regard to rheologies usually considered in models that focus on processes controlling lithosphere dynamics.

Key-words: *shear zones; rheology of the lithosphere; shear heating; thermal processes; strain localization; numerical modeling; analytical development.*

*Une thèse qui aboutit, comme trois points de suspens,
Comme une rétrospective, qui de faits s'épand,
Comme une flopée d'instantanés uniques entre nous,
Comme une nostalgie qui vient prendre rendez-vous...*

hoo, c'est beau...

À Caro, À Mike,

*Qui saura, qui saura, qui sauraaaa
Qui saura me faire revivre d'autres joies
Je n'avais qu'elle sur terre et sans elle ma vie entière
Je sais bien que le bonheur n'existe pas.*

Remerciements

Tout d'abord, je souhaite remercier profondément les membres du jury, Bernhard Grasemann, Jean Braun, Denis Gapais, Muriel Gerbault et Loïc Labrousse d'avoir accepté si rapidement et avec autant d'enthousiasme l'invitation à examiner ce travail de thèse. Avec beaucoup de considération, c'est un grand honneur.

Je tiens à remercier le plus chaleureusement possible celui qui, un jour, a accepté de m'encadrer au pied levé pour mon stage de Master 2 sans savoir qu'il allait falloir avoir les épaules solides pour m'avoir sur le dos pendant plus de trois années supplémentaires. Toi qui a toujours su trouver les mots et le ton pour me rebooster tout du long, me tirer vers l'avant sans jamais couper le gazon sous les arptions, me motiver sans jamais cloisonner l'esprit qui tâtonnait souvent et me recadrer quand je m'éparpillais par ci, par là, et ho, par ailleurs aussi. Toi qui a, c'est certain, les épaules solides et qui est bien plus qu'un chef pour moi. Toi qui, de façon générale, est un mec bien, un mec hyper cheval, simplement et pour lequel je pourrais m'étendre en éloges intarrissables. Mais je ne le ferai pas ici, faisons court et efficace — une difficulté récurrente... — un grand merci Pipo pour ces trois supers années de thèse avec toi !

Pour l'encadrement de cette thèse, je tiens également à tirer mon chapeau à Pavel Pitra, qui m'a laissée une grande liberté de réflexion et d'action en me permettant d'aller dans certaines directions qui n'étaient pas dans les destinées initiales du projet. Jamais tu n'as barré de portes à l'approche numérique et analytique qui font finalement le corps principal de ces trois années de thèse, au détriment des aspects pétrologiques — mais trois ans, ça passe bien vite! Au contraire, tu t'es prêté au jeu, de manière très impliquée et appliquée, et tu as toujours apporté le regard extérieur, le recul intrigué, qui a beaucoup contribué. Pavel, tu es également un voisin de labo, raffiné, au langage subtil et international, avec qui il est toujours très enrichissant de parler sciences et autres, et grâce à qui l'environnement sonore quotidien s'ornait régulièrement de grivoiseries bucoliques.

Durant ces trois années, nous avons eu l'opportunité de monter des collaborations, et je tiens à adresser quelques mots sympathiques aux différents acteurs de ces projets. Aux premiers temps de la thèse, lorsque mon petit code commençait à avoir de l'allure, ce fut un honneur de pouvoir le mettre à disposition de Julien Fauconnier qui réalisait alors son stage de Master 2 sous la direction de Loïc Labrousse à Jussieu. Je tiens là-dessus à remercier Loïc pour nous avoir donné la chance, avec Pipo, de nous joindre à l'équipe (Julien, Anne-Cé Ganzhorn et Claudio Rosenberg) pour les fantastiques cailloux et shear zones des Calédonides ! Ensuite, pour son appui et son implication au projet adimensionné, je remercie Stefan Markus Schmalholz — let's hope !

Enfin, un grand merci aussi à l'équipe qui m'a accueillie à Wien durant l'automne 2013 sur le projet Zillertal et avec qui j'ai partagé de bonnes expériences, de bons moments et un terrain fabuleux qui laisse enthousiaste vis-à-vis des perspectives. Je suis très reconnaissante à Bernhard Grasemann qui a permis la concrétisation de ce projet et de ce séjour autrichien. Une pensée affectueuse à Ben Huet qui m'a encadrée tout au long de ce projet, de la géologie de terrain — à la pelle-balayette-super flex sur des shear zones de degré rhinocéros — à la préparation et l'analyse des échantillons. Merci pour ton aide précieuse à l'in-tro-spection du caillou, pour ton soutien quotidien.

The "pelle-balayette" geology on a narrow mylonitic shear zone, the true life from Zillertal in June. Ben for wonderful scale.



... à la fine équipe !

Et puis une thèse c'est aussi — et surtout — une vie de labo ! Beaucoup de personnes, de joyeux lurons, vers qui mes petites et grandes tendres pensées vont ! Faut ben dire c'qui est, pour cela aussi, ces trois années doivent beaucoup de leur agréabilité et de leurs agréments à l'ambiance qui règne dans les couloirs, entretenue par les générations de doctorants, post-docs, stagiaires ainsi que les permanents !

En premier lieu, mes pensées affectives se tournent vers mes co-bureau du 127 — bureau résolument féminin ces années-là. Merci pour tous les petits instants joyeux et délirants, nos papotages, merci pour votre soutien chaleureux les nénétes: Laurie (co-adepte de la boullitude à gogo), Gloria, Gemma chiquita mía, Caro (en quatre lettres avec un C en première) et Νίκολ ! Plus particulièrement, pour les relectures orthographiques et grammaticales du pavé, merci à Caro !

Parmi tous les autres bichons-bichettes du labo, je tiens tout particulièrement à exprimer tout ce qui n'a pas besoin de mots publics à ma Ju (et au-delà!), Zouzou, Ro, Olivier, Mag-nifique et Pilou. Chacun à votre façon, par vos attentions particulières, vous avez été là ! Une masse de petits riens partagés, de joyeux moments emplis de folie douce et tannique, de gros craquages et de soutien affectueux ! Pour tout cela je salue aussi bien bas Thomas (merci pour ton aide en \LaTeX !), Bob, Polo, Marie, Camille, Sandra, Guillaume, Pietro, Dani, Réyis, Cha', Héléne, Maya, John, Benoît et Benoît, Feña, Fabou, Loïc, Alain, Gwen, Clem, Anne-Claire, Lena, Sage, Tof, Antoine et Antoine, Jérôme et Jérôme, Jean-Pierre, Carlos, ... en espérant ne pas avoir omis trop d'entre nous.

Je remercie également les permanents avec qui j'ai eu grand plaisir à échanger discussions scientifiques et sourires, Michel, Jean-Noël, Jean-Pierre, Philippe, Marc, Kerry, Benjamin, Christian, Pierre et les autres. Je tiens également m'adresser à toutes les personnes qui ont participé au bon déroulement administratif de cette thèse à Géosciences-Rennes au labo, nos secrétaires et gestionnaires qui ont toujours permis l'aboutissement des formalités malgré mon impertinence fréquente à l'égard des dates.

En dernier lieu enfin, quelques mots reconnaissants pour ma voisine Isa, de tout ce que nous nous connaissons, ainsi que pour la famille. En particulier pour mes parents dont le soutien est allé croissant, ma Fanny que, malgré tout, je n'ai pas réussi à désintéresser du doctorat, et puis mes oncles, tantes, cousins, cousines, et grands-parents, que je n'ai pas vus souvent ces dernières années mais vers lesquels, où qu'ils soient, de tendres pensées s'envolent.

À l'attention du lecteur...

Note 1:

La plupart des figures exposées dans ce rapport ont été réalisées avec une attention particulière portée à leur lisibilité par les personnes daltoniennes. En particulier, la barre de couleurs s'étalant du violet sombre au jaune vif est réalisée sur la base de l'étude de Geissbuehler et Lasser (2013), améliorée par Ben. Le code couleur à trois pôles utilisé pour représenter les contributions thermiques calculées par le modèle d'analyse dimensionnelle est également adapté — du moins je l'espère !

Note 2:

Bonne lecture...

Table des matières

1	Introduction Générale	1
1.1	La lithosphère : une enveloppe segmentée en perpétuel mouvement	3
1.2	Les zones de cisaillement intra-continentales majeures : un comportement rhéologique méconnu	4
1.3	L'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques comme témoin de leur comportement mécanique	7
1.3.1	Les zones de cisaillement : interrelations thermo-mécaniques	7
1.3.2	L'évolution thermique des zones de cisaillement : une multitude de processus mis en jeu	9
1.4	Objectifs et plan de la thèse	11
2	Origine d'une signature thermique particulière : Le métamorphisme inverse intra-continentale	15
2.1	Introduction - Résumé de l'Article 1	17
2.2	Rôle majeur du shear heating dans le métamorphisme inverse intracontinental - Article 1	19
2.3	Vers une généralisation de l'étude du budget thermique autour des zones de cisaillement	40
3	Budget thermique aux abords des zones de cisaillement d'échelle lithosphérique : analyse dimensionnelle de premier ordre	43
3.1	Introduction - Résumé de l'Article 2	45
3.2	Analyse dimensionnelle du budget thermique autour des zones de cisaillement lithosphériques - Article 2	47
3.3	Prédictions complémentaires du budget thermique	60
3.3.1	Influence des paramètres de la diffusivité thermique	63
3.3.2	Influence de la structure thermique initiale et de la profondeur	65
3.4	Du budget thermique à la signature thermique	65
3.4.1	Évolution du champ thermique	69
3.4.2	Évolution du champ thermique métamorphique	69
3.5	De la signature thermique au budget thermique : approche inverse appliquée au métamorphisme inverse intra-continentale du MCT (Himalaya)	73
3.5.1	Métamorphisme inverse associé au MCT : contexte structural et métamorphique	73
3.5.2	Signature thermique de premier ordre de l'inversion métamorphique	75
3.5.3	Modélisation numérique et couplage analytique	77
3.5.4	Influence de la production de chaleur radiogénique	79

3.5.5	Discussion et bilan de l'application	81
3.6	Avantages et limites de l'analyse dimensionnelle	82
3.6.1	Une approche simple permettant d'aborder le budget thermique des zones de cisaillement au premier ordre...	83
3.6.2	... mais qui présente certaines limites	83
3.6.3	Nécessité d'une quantification de l'influence des paramètres sur la varia- bilité du budget thermique	88
4	Analyse statistique de sensibilité des contributions thermiques (R_{Dif}, R_{Adv} et R_{Pro}) à la variabilité des paramètres définissant les zones de cisaillement	89
4.1	Introduction	91
4.2	Objectifs de l'analyse statistiques de sensibilité	91
4.3	Outils statistiques de l'analyse de sensibilité	92
4.4	Indice de sensibilité globale de Sobol	93
4.5	Application de l'indice de sensibilité globale de Sobol dans le cadre du budget thermique autour des zones de cisaillement	94
4.6	Résultats de l'analyse statistique	94
4.6.1	Impact des paramètres sur les processus thermiques (Dif , Adv et Pro)	98
4.6.2	Impact des paramètres sur les nombres de Peclet et Brinkman	99
4.6.3	Impact des paramètres sur les contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}	100
4.7	Synthèse sur la hiérarchisation des paramètres	102
4.7.1	Paramètres d'influence majeure	102
4.7.2	Paramètres d'influence négligeable	103
4.8	Simplification du modèle d'analyse dimensionnelle	104
4.9	De la domination des contributions des processus thermiques aux signatures thermiques : vers une approche analytique	107
5	Évolution du budget thermique et de la perturbation thermique autour des zones de cisaillement : investigations analytiques	109
5.1	Introduction	111
5.2	Nouvelle formulation de l'équation de la chaleur	112
5.2.1	Part thermique liée à la diffusion de la chaleur produite par shear heating	113
5.2.2	Part thermique liée à la diffusion de la perturbation thermique d'origine advective	114
5.2.3	Évolution thermique totale	116
5.3	Expressions des dérivées partielles	119
5.4	Adimensionnement de la solution analytique et dérivées	120
5.5	Applications de la solution analytique	123
5.5.1	Shear heating <i>vs.</i> Diffusion	124
5.5.1.1	Prédiction des contributions thermiques	124
5.5.1.2	Évolution du champ thermique d'après les solutions analytiques adimensionnées	124
5.5.2	Advection <i>vs.</i> Diffusion	130
5.5.2.1	Prédiction des contributions thermiques	130
5.5.2.2	Évolution du champ thermique d'après les solutions analytiques adimensionnées	130
5.5.3	Shear heating <i>vs.</i> Advection <i>vs.</i> Diffusion	136

5.5.3.1	Contributions identiques du shear heating et de l'advection . . .	136
5.5.3.2	Sous le contrôle de chacun des processus thermiques	139
5.6	Bilan de l'approche analytique du budget thermique autour des zones de cisaillement	142
5.7	Rôle de l'accrétion et de l'érosion au cours du cisaillement : vers une étude paramétrique globale	145
6	Processus thermiques, Accrétion et Érosion : Étude paramétrique appliquée à l'inversion métamorphique intra-continentale associée au MCT (Main Central Thrust, Himalaya)	147
6.1	Introduction	149
6.2	Répartition des pics de température aux abords du MCT	150
6.2.1	Modèle synthétique d'évolution des pics de températures autour du MCT	153
6.2.2	Fonctions d'approximation des signatures thermiques métamorphiques et dérivées à la distance structurale	155
6.3	Processus thermiques, accrétion et érosion : confrontation des modèles numériques aux profils thermiques métamorphiques du MCT	157
6.3.1	Paramètres examinés	157
6.3.2	Outil comparatif des enregistrements thermiques numériques et de terrain	158
6.3.3	Résultats de la confrontation des modèles numériques au métamorphisme inverse associé au MCT	159
6.3.4	Quantification de la sensibilité des signatures et perturbations thermiques métamorphiques	162
6.4	Conclusions et perspectives de l'étude	165
7	Impact du shear heating sur l'évolution thermique des chevauchements lithosphériques : Importance de la variabilité de la viscosité non-linéaire déduite d'une approche numérique thermo-cinématique	169
7.1	Introduction	171
7.2	Évolution du modèle numérique thermo-cinématique 2-D	173
7.2.1	Équations mises en jeu	173
7.2.2	Configuration du modèle	175
7.3	Résultats	178
7.3.1	Évolution de la rhéologie et de la température au cours du temps	179
7.3.2	Influence de la lithologie associée à la variabilité du profil cinématique . .	181
7.3.2.1	Quartzite et granites : des rhéologies résistantes représentatives de la croûte, mais significativement dissemblables	181
7.3.2.2	Exemple d'une faible rhéologie : les micashistes	184
7.4	De la sensibilité de l'évolution thermique à la nécessité de comprendre les facteurs contrôlant la viscosité	184
7.4.1	Synthèse des résultats clés de l'étude et extrapolation aux variabilités cinématiques dans le temps	184
7.4.2	Des paramètres de fluage qui nécessitent d'être mieux contraints	186
8	Initiation et développement des zones de cisaillement dans les granitoïdes : le cas des zones de cisaillement "doubles" du Zillertal (fenêtre des Tauern, Tyrol).	191
8.1	Introduction	193

8.1.1	Les hypothèses sur les origines de la déformation hétérogène au sein des roches crustales	193
8.1.2	L'initiation du cisaillement hétérogène, reflet de la variabilité rhéologique des roches	196
8.2	Contexte géologique	197
8.2.1	Structuration des unités de la fenêtre des Tauern	197
8.2.2	Contexte de mise en place des nappes du duplex de Venediger	198
8.2.3	État de l'art sur notre zone d'étude : la méta-granodiorite du Zillertal	201
8.3	L'expression de la déformation dans la méta-granodiorite du Zillertal	203
8.3.1	Les zones de cisaillement "doubles" (PSZ)	203
8.3.2	Autres manifestations du cisaillement localisé	206
8.4	Orientation, cinématique et intensité de la déformation cisailante	210
8.4.1	Divers degrés du cisaillement	210
8.4.2	Distribution de la déformation en trois dimensions	210
8.5	Les PSZ comme témoins de la variabilité de la rhéologie des roches crustales	213
8.6	Évolution de la composition chimique au travers du PSZS	215
8.7	Évolution générale de la composition minéralogique du halo à la méta-granodiorite externe	217
8.7.1	Choix de la méthode	219
8.7.2	Estimation de l'évolution générale de la composition minéralogique	220
8.7.3	Comparaison des compositions minéralogiques et chimiques	225
8.8	Évolution pétrologique au travers du PSZS	227
8.8.1	La méta-granodiorite externe	227
8.8.2	La veine	232
8.8.3	Le halo	234
8.8.4	La zone de cisaillement : zone de transition	237
8.9	Signatures chimiques des phases minérales au travers du PSZS	242
8.9.1	Les feldspaths	243
8.9.2	Les épidotes	245
8.9.3	Les phyllosilicates	246
8.9.4	Les grenats	248
8.9.5	Les PSZS : une homogénéité de la composition chimique des phases minérales ?	250
8.10	Bilan de l'étude : vers une quantification de la variabilité rhéologique	251
8.10.1	Synthèse des résultats présentés	251
8.10.2	Implications sur la rhéologie de la croûte continentale	253
8.10.3	Perspectives de l'étude : vers une quantification de l'impact de la variabilité minéralogique sur celle de la rhéologie	253
9	Synthèse et Perspectives	257
9.1	Apports de ce travail sur la compréhension des zones de cisaillement	259
9.1.1	De l'évolution thermique à l'évolution mécanique des zones de cisaillement lithosphériques	259
9.1.1.1	Méthodes employées : une approche pluri-disciplinaire	260
9.1.1.2	Les processus et paramètres majeurs impliqués dans l'évolution de la signature thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques	264

9.1.1.3	Confrontation aux données de terrain : la zonation métamorphique inverse associée au MCT (Himalaya)	266
9.1.2	Sensibilité thermo-mécanique des zones de cisaillement et variabilité de la rhéologie des roches crustales	270
9.2	Discussions : De la rhéologie de premier ordre des zones de cisaillement lithosphériques à leur évolution mécanique dans le temps et l'espace	272
9.3	Perspectives : Vers la modélisation numérique thermo-mécanique des zones de cisaillement lithosphériques	276
Bibliographie		281
Annexes		310
A	Analyse statistique de sensibilité globale de Sobol : résultats complémentaires . .	310
A.1	Zones de cisaillement intra-continentales : espérances complètes et variances des indices de Sobol	310
A.2	Indices de sensibilité intégrant de larges gammes de vitesses et de viscosités	310
B	Résultats complémentaires de l'analyse numérique thermo-cinématique avec viscosité non-linéaire et différents profils cinématiques	315
B.1	Influence de l'épaisseur de la zone de chevauchement	315
B.2	Influence de la variabilité du profil cinématique	317
C	Compléments à l'étude des PSZ du Zillertal.	320
C.1	Synthèse des minéraux rencontrés	320
C.2	Données brutes de l'analyse chimique sur roche totale	320
C.3	Données traitées de l'analyse chimique sur roche totale	322
C.4	Analyses microsonde des lames minces	324
D	Programme SEMI-Pro (SEM Images Processing) : description du code d'analyse matricielle et spectrale.	348
E	Une autre application du code numérique thermo-cinématique 2-D - <i>Article 3</i> . .	363

Chapitre 1

Introduction Générale

Sommaire

1.1	La lithosphère : une enveloppe segmentée en perpétuel mouvement	3
1.2	Les zones de cisaillement intra-continentales majeures : un comportement rhéologique méconnu	4
1.3	L'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques comme témoin de leur comportement mécanique	7
1.3.1	Les zones de cisaillement : interrelations thermo-mécaniques	7
1.3.2	L'évolution thermique des zones de cisaillement : une multitude de processus mis en jeu	9
1.4	Objectifs et plan de la thèse	11

1.1 La lithosphère : une enveloppe segmentée en perpétuel mouvement

La vision actuelle de la déformation des masses continentales prend appui sur les principes de la théorie de la tectonique des plaques qui a vu le jour dans les années 60 (Condie, 1997). Cette théorie est née de l'observation dans les roches magmatiques composant le plancher océanique de bandes magnétiques fossilisées signant des inversions successives du champ magnétique terrestre. Disposées symétriquement de part et d'autre de dorsales océaniques, cette révélation argumenta de façon manifeste l'hypothèse expansion des fonds océaniques (ang. *seafloor spreading*, Vine et Matthews, 1963) et confirma donc l'hypothèse de la dérive des continents (Wegener, 1912, 1920). Réellement instituée dans les années 60 et le début des années 70, la théorie de la tectonique des plaques permit de donner une explication commune cohérente à un ensemble d'observations géologiques et géophysiques de premier-ordre (e.g., Dewey et Bird, 1970; Heirtzler *et al.*, 1968; Isacks *et al.*, 1968; Le Pichon, 1968; McKenzie et Parker, 1967; Morgan, 1968; Sclater et Francheteau, 1970).

LES PRINCIPES FONDATEURS DE LA TECTONIQUE DES PLAQUES

- La lithosphère (du grec, *lithos* la "pierre" et *sphaira* la "sphère") constitue l'écorce du globe terrestre, résistante et rigide. Celle-ci "flotte" sur l'asthénosphère (du grec, *asthenes*, "sans résistance" et *sphaira* la "sphère"; Barrell, 1914), une enveloppe aisément déformable grâce à laquelle l'équilibre isostatique perturbé par l'épaisseur variable de la lithosphère sus-jacente peut être restitué.
- La lithosphère n'est pas immobile, mais est au contraire sectionnée, délimitant ainsi des plaques lithosphériques (ou plaques tectoniques) qui se déplacent continuellement relativement les unes par rapport aux autres. Actuellement, une douzaine de plaques de tailles variables et de natures différentes (océaniques et continentales) composent le puzzle de l'écorce terrestre (Fig. 1.1a).

Par le principe de la conservation du volume terrestre, toute génération de matériel lithosphérique aux zones d'accrétion est compensée par la disparition de lithosphère par enfouissement dans le domaine asthénosphérique. Ces mouvements lithosphériques verticaux sont compensés à la surface du globe terrestre par des mouvements horizontaux des plaques lithosphériques composant avec la translation et la rotation (Fig. 1.1b). Les plaques tectoniques se déplacent alors les unes par rapport aux autres selon divers schémas (convergence, divergence, décrochement), et avec des vitesses relatives de l'ordre du $cm.yr^{-1}$ (Fig. 1.1a; e.g., DeMets *et al.*, 2010; Kendrick *et al.*, 2003; Kreemer, 2009; Martinod *et al.*, 2010; Somoza, 1998; Somoza et Ghidella, 2005, 2012). Les domaines inter-plaques sont alors le siège de vitesses de déformation importantes (Fig. 1.1b). Comme en témoigne la figure 1.1b, les déformations inter-plaques océaniques sont localisées au travers de bandes étroites à l'échelle du globe. Au contraire, les limites intra-continentales sont spatialement bien plus distribuées (e.g., convergence Inde-Asie, rifting Est-Africain). Au niveau des zones de subduction océanique sous-continentales, la déformation localement intense au niveau de la fosse se répercute également de manière pénétrative dans le domaine continental chevauchant (e.g., cordillère Andine).

À l'échelle globale, ces limites de plaques constituent donc des zones de faiblesse de la lithosphère où se concentre la déformation sur des échelles spatiales horizontales très variables, de plusieurs dizaines à centaines de kilomètres. Le style dominant de la déformation dans la

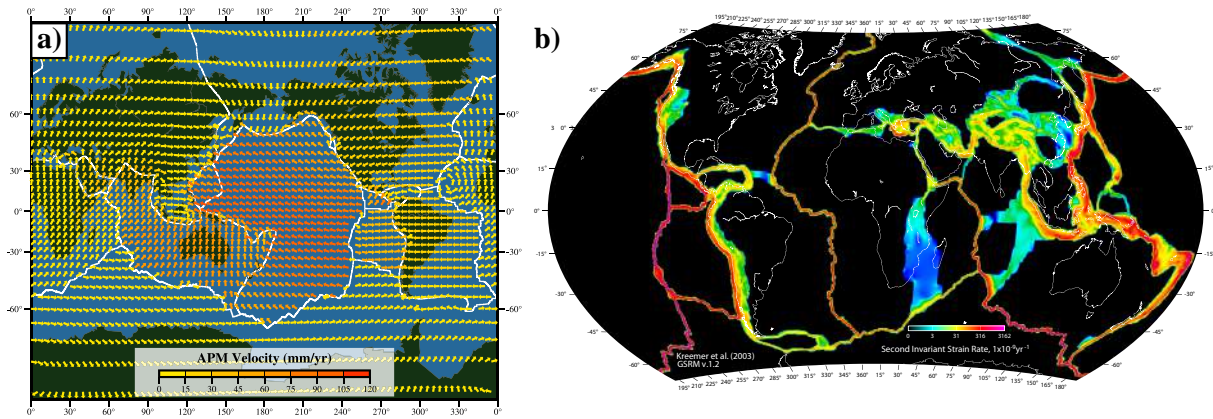


FIGURE 1.1 – a) Champ global des vitesses associées aux mouvements absolus (APM, Absolute Plate Motions) des plaques tectoniques dont les limites principales sont dessinées par les lignes blanches (interpolation, d'après Kreemer (2009)). b) Carte du second invariant calculé du taux de déformation en surface à l'actuel (Kreemer et al., 2003, mise à jour GSRM v.1.2, 2004 : <http://gsrm.unavco.org/>). Les valeurs sont déterminées à partir de 5710 vitesses géodétiques à travers le monde et de l'évaluation des taux de déplacement relatif Quaternaires le long de certaines failles en Asie.

lithosphère continentale (distribué *vs.* localisé ; Fig. 1.2), principalement dans les zones de raccourcissement/épaississement, demeure un sujet débattu (*e.g.*, Davy *et al.*, 1995; Kirby, 1985). En particulier, l'évolution dans le temps et l'espace du large système orogénique issu de la collision Indo-Asiatique amène de nombreuses hypothèses oscillant entre un modèle de déformation fragmentée à grande échelle (*e.g.*, Avouac et Tapponnier, 1993; Royden *et al.*, 2008) et un modèle de déformation partiellement plus diffuse de la lithosphère intégrant néanmoins des zones de cisaillement majeures (*e.g.*, Tapponnier *et al.*, 2001; Zhang *et al.*, 2004).

De façon générale, les zones de cisaillement d'échelle lithosphérique constituent des éléments systématiques des orogènes, et permettent d'accomoder la majeure partie des déplacements intra-plaques sur une faible épaisseur (relativement à l'échelle de la lithosphère). Comprendre la rhéologie de ces zones de faiblesse lithosphériques, *i.e.* la façon dont les roches impliquées se déforment face aux contraintes qui leurs sont appliquées, est donc essentiel à la compréhension de la géodynamique globale externe.

1.2 Les zones de cisaillement intra-continentales majeures : un comportement rhéologique méconnu

De façon générale, le style de déformation est contrôlé par la stratification rhéologique de la lithosphère (*e.g.*, Carter et Tsenn, 1987), *i.e.* le partitionnement de la lithosphère en domaines se comportant selon différents régimes mécaniques (ductile, fragile) face aux contraintes tectoniques. Dans ce sens, la compréhension de la rhéologie de la lithosphère, à savoir la distribution spatiale de l'intensité de la résistance mécanique et les facteurs la contrôlant, est la clé à la connaissance générale de tous les témoins de la déformation inter-plaques.

Classiquement, dans les niveaux superficiels de la croûte (environ les 10 premiers kilomètres), le comportement fragile domine (Fig. 1.2). La déformation y est atteinte brutalement lorsque les contraintes déviatoriques dépassent en intensité un certain seuil des pressions nor-

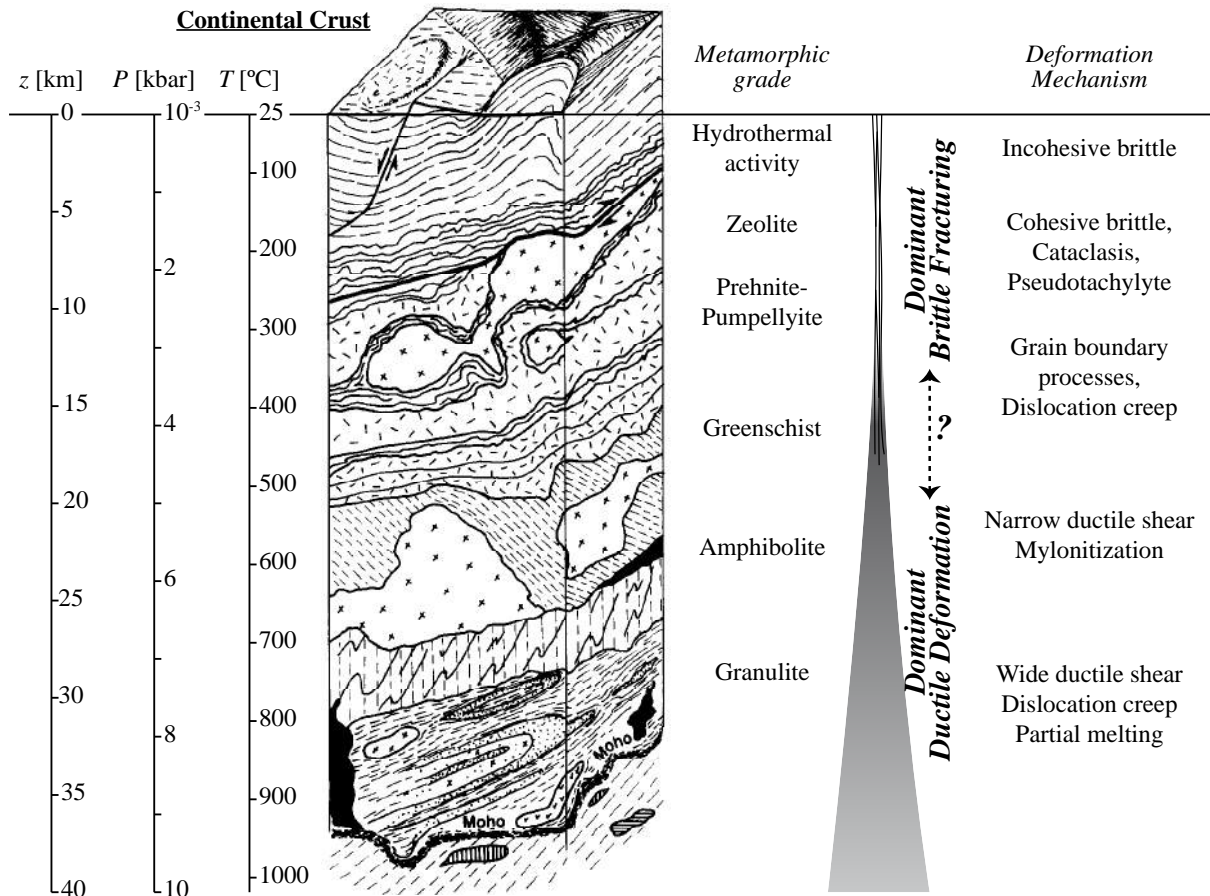


FIGURE 1.2 – Bloc diagramme 3D schématique de la structure de la croûte continentale avec indiquées les pressions (gradient lithostatique $0.26 \text{ kbar.km}^{-1}$) et températures (gradient géothermique constant 25°C.km^{-1}), ainsi que les gradients métamorphiques correspondants et les mécanismes de déformation dominants (d'après Carter et Tsenn (1987), modifié d'après Passchier et Trouw (2005), p.114).

males exercées. Le comportement fragile est facilement approché par le biais des observations de terrain, de la densité sismique ou encore des expériences en laboratoire (Paterson et Wong, 2005). Au contraire, dans les domaines plus profonds, les sites et la manière avec laquelle le régime ductile prend le relais de la déformation fragile sont plus difficiles à aborder en l'absence de témoignages cinématiques et manifestations rhéologiques directement mesurables. En effet, la résistance des roches, la manière dont elles se déforment et l'état des contraintes sont difficilement estimables et composent un ensemble à trois inconnues qui évoluent dans le temps et l'espace (Poirier, 1980). La viscosité des roches y définit en particulier le facteur liant les contraintes physiques appliquées à la vitesse de déformation instantanée. Connaître l'évolution de deux de ces inconnues est donc suffisant pour définir l'évolution du comportement rhéologique.

Les zones de cisaillement majeures, accommodant une grande part des déplacements relatifs entre plaques lithosphériques sur des bandes d'épaisseur kilométrique (e.g., Bhattacharya, 1987; Burg *et al.*, 1981; Law *et al.*, 1986; Mattauer, 1975), sont le siège de vitesses de déformation particulièrement importantes. De fait, dans ces domaines déformés, la résistance mécanique effective globale doit être faible et/ou les contraintes exercées doivent y être plus importantes.

Les expériences de déformation de roches ou de matériaux poly- ou mono-phasiques en laboratoire nous permettent d'avoir une idée de l'évolution rhéologique des roches sous différents états de contraintes ou pour différentes quantités de déformation subies (*e.g.*, Carter et Tsenn, 1987; Evans et Kohlstedt, 1995; Kirby, 1983; Ranalli et Murphy, 1987). Le catalogue de ces combinaisons paramétriques empiriques regroupe bon nombre d'analyses réalisées sur quelques roches fréquentes de la croûte (*e.g.*, granite, diabase), et principalement sur des matériaux mono-phasiques (*e.g.*, quartz, feldspath, olivine, pyroxène ; *cf. e.g.*, annexe 1 de Bürgmann et Dresen (2008) rassemblant quelques combinaisons empiriques récentes).

Les modèles numériques analysant géodynamique lithosphérique se basent sur les lois de comportement rhéologique en utilisant les combinaisons empiriques ainsi déterminées. Typiquement, la rhéologie de la croûte supérieure est supposée analogue au comportement mécanique de la quartzite, traduisant ainsi l'hypothèse qu'elle est intégralement contrôlée par la résistance du quartz. Plus rarement, des modèles se basent sur des paramètres établis sur du granite. Cependant, l'extrapolation de paramètres de fluage empiriques déterminés sur la base d'une unique lithologie pour représenter le comportement rhéologique de vastes domaines de la lithosphère est problématique (Paterson et Luan, 1990).

D'une part, il est nécessaire de vérifier la légitimité de la simplification de la diversité minéralogique d'une roche à une seule phase, réduisant alors les autres familles minérales à des corps passifs de la déformation. De multiples études se sont intéressées à la rhéologie d'aggrégats bi-phasés (*e.g.*, Dabrowski *et al.*, 2012; Dell'Angelo et Tullis, 1986; Dimanov et Dresen, 2005; Groome *et al.*, 2006; Handy, 1990; Huet *et al.*, 2014; Madi *et al.*, 2005; Takeda et Griera, 2006; Tullis et Wenk, 1994; Tullis *et al.*, 1991; Xiao *et al.*, 2002 révélant unilatéralement la variabilité du comportement mécanique entre les deux pôles purs que représentent les deux phases. Sous certaines conditions, les comportements rhéologiques du quartz et du feldspath peuvent s'avérer très similaires (*e.g.*, $P = 15 \text{ kbar}$ et $T = 800 - 900^\circ\text{C}$: Dell'Angelo et Tullis, 1986), autorisant alors, du point de vue mécanique, la réduction d'une composition minéralogique purement quartzo-feldspathique à une simple quartzite. Dans les autres cas, le contraste rhéologique des phases, les proportions de chacune d'entre elles et la façon dont elles sont distribuées affectent sensiblement la résistance mécanique effective. En particulier, Tullis et Wenk (1994) ont mis en avant l'importance de phases secondaires bien plus faibles (muscovite) sur la résistance effective d'aggrégats majoritairement constitués de quartz. Ces auteurs, ont également révélé l'importance de la densité surfacique totale de la phase résistante, impliquant une déformation facilitée par la réduction de la taille de grain associée à la présence d'une phase faible secondaire.

D'autre part, considérer une loi de comportement ductile avec des paramètres de fluages constants correspond de manière très paradoxale à baser l'évolution de la déformation sur le comportement mécanique de matériaux non-déformés. Néanmoins, les modèles intègrent de plus en plus l'évolution structurale et texturale des roches déformées représentée par de multiples lois dont l'applicabilité nécessite des gammes propres de conditions pression-température (*cf.* tableau 3 de Evans, 2005). Or, le nombre de codes numériques augmentant au même titre que le nombre de lois décrivant un état mécanique évolutif (*i.e.*, ne tendant pas, ou moins vite, vers un état d'équilibre), chacun d'entre eux n'intègre que certaines lois spécifiques. Les avancées numériques permettent donc de comprendre des systèmes de plus en plus complexes, mais se signent également par une diversité croissante de lois physiques résolues. En outre,

plus les modèles sont complexes, moins ils peuvent véritablement prétendre à faire consensus sur l'explication d'observations de premier ordre.

Ainsi, le comportement rhéologique des roches intègre une double complexité : (i) la nature même des roches avant déformation, *i.e.* la composition et la répartition des phases minérales, et (ii) l'évolution de leur résistance au cours de la déformation par des processus d'adoucissement ou de durcissement en raison de réorganisations texturales et structurales internes, de transformations minéralogiques ou de changements de conditions physiques environnantes (pression-température).

Ces deux points critiques peuvent être étudiés à petite échelle au cas par cas sur des exemples précis. Au contraire, à grande échelle, les modèles nécessitent d'effectuer des simplifications. Si la rhéologie est si variable, il devient alors crucial de trouver un moyen d'estimer globalement la résistance mécanique des roches impliquées dans les zones de cisaillement lithosphériques.

La rhéologie ne contrôle pas uniquement le comportement mécanique des roches mais également leur évolution thermique. En effet, la quantité d'énergie mécanique convertie en chaleur au sein de la zone cisailée (ang. *shear heating*) est directement représentative de l'état rhéologique puisqu'elle correspond au produit des contraintes par les vitesses de déformation. Les roches enregistrant dans leurs signatures métamorphiques l'histoire des températures les environnant au cours de leurs parcours, elles constituent donc une possible archive des perturbations thermiques par *shear heating*. Nous proposons donc dans ce travail de thèse d'aborder la problématique de la rhéologie des zones de cisaillement lithosphériques par la signature thermique engendrée.

1.3 L'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques comme témoin de leur comportement mécanique

1.3.1 Les zones de cisaillement : interrelations thermo-mécaniques

D'une part, la rhéologie des roches dans le domaine ductile est extrêmement dépendante de la température, devenant de plus en plus déformables à mesure que celle-ci augmente. Le comportement fragile des roches ne dépend pas de la température, mais le passage au comportement ductile marque la transition (fragile-ductile) vers une rhéologie thermo-dépendante où plus la température est élevée, plus la roche est facilement déformable (Fig. 1.3).

D'autre part, au cœur des zones de cisaillement, la résistance mécanique a en parallèle un impact local sur le champ thermique. En effet, dès qu'un milieu est déformé, quelle que soit sa nature, quel que soit son comportement rhéologique dominant, l'énergie mécanique est transformée en chaleur de manière proportionnelle à la résistance mécanique interne (le terme anglais *shear heating* est par la suite utilisé ; Fig. 1.3a). Ainsi, la résistance mécanique dans une zone de cisaillement contribue à l'élévation des températures, et en retour, cette dernière pro-

1.3. L'ÉVOLUTION THERMIQUE AUX ABORDS DES ZONES DE CISAILLEMENT LITHOSPHÉRIQUES COMME TÉMOIN DE LEUR COMPORTEMENT MÉCANIQUE

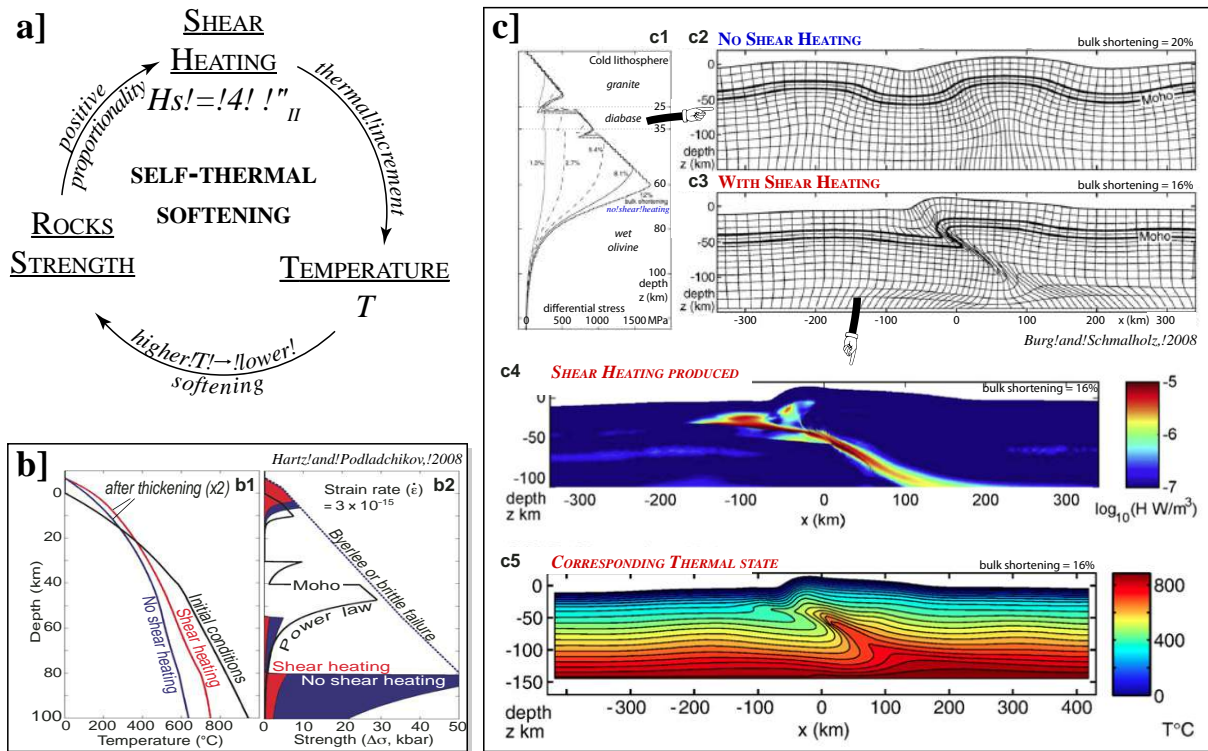


FIGURE 1.3 – a) Schéma de la rétro-action rhéologique impliquée par les interrelations résistance mécanique - shear heating - température. η représente la résistance mécanique des roches, i.e. la viscosité. H_s correspond au shear heating et est une fonction proportionnelle de η et de l'intensité des vitesses de déformation $\dot{\epsilon}_{II}$. H_s constitue alors une contribution au champ thermique T dont est inversement et exponentiellement fonction la viscosité η . b) Profils de la température (b1) et de la résistance (b2) de la lithosphère continentale (extrait de Hartz et Podladchikov, 2008). En noir : les profils initiaux de la lithosphère. En bleu et rouge, les profils après épaissement de la lithosphère, sans shear heating et avec shear heating, respectivement. Le shear heating contribue significativement à la hausse des températures et par conséquent, à la chute de la résistance effective de la lithosphère. c) Simulations thermo-mécaniques du raccourcissement de la lithosphère continentale : effet du shear heating sur la structuration de la lithosphère (extrait de Burg et Schmalholz, 2008). c1 : Évolution de l'enveloppe de résistance d'une lithosphère "froide" au court du raccourcissement, sans prendre en compte l'effet du shear heating. c2 : Structure de la lithosphère après raccourcissement (20%), sans shear heating. c3 : Structure de la lithosphère après un raccourcissement similaire mais en prenant le shear heating en compte. L'affaiblissement de la lithosphère dans les domaines initialement plus déformés permet rapidement la localisation de la déformation au sein de structures chevauchantes d'échelle lithosphériques principalement développées dans le niveau le plus résistant (ici le manteau supérieur). c4 : Quantité de shear heating produite correspondant à la lithosphère raccourcie c3 (H_s est de l'ordre de $10 \mu\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ dans la zone de cisaillement). c5 : État thermique de la lithosphère correspondant. Le réchauffement cumulé atteint des intensités de l'ordre de la centaine de degrés et plus au sein de la zone de cisaillement et ses alentours.

voque inévitablement un amoindrissement de la résistance mécanique. Le tout compose donc un phénomène rétro-actif agissant sur le comportement rhéologique de la zone de cisaillement (Fig. 1.3a).

L'effet de ce réchauffement, qui peut atteindre plus de 100 degrés, par conversion de l'énergie mécanique a des conséquences considérables sur la résistance effective de la lithosphère (Fig. 1.3b ; Burg et Gerya, 2005; Burg et Schmalholz, 2008; Hartz et Podladchikov, 2008; Regenauer-Lieb *et al.*, 2008, 2006; Scholz, 1980). À grande échelle, il peut s'avérer être un bon candidat pour permettre l'initiation et le développement de zones de cisaillement lithosphériques intra-continetales (Fig. 1.3c ; *e.g.*, Burg et Schmalholz, 2008; Regenauer-Lieb et Yuen, 1998). Le shear heating est d'autant plus inévitable qu'il contribue à la conservation de l'énergie dans le milieu déformé.

À première vue, la résistance mécanique — que nous assimilerons par la suite au terme de "viscosité", symbolisé η , bien que *sensu stricto* il se reporte uniquement au domaine ductile — des roches impliquées dans les zones de cisaillement peut donc se mesurer à la perturbation thermique qu'elle engendre. Si le système déformé est très résistant pour un état de déformation connu, la quantité de chaleur produite par shear heating peut ainsi être décelée. Au contraire, d'une élévation thermique nulle ou négligeable, une rhéologie faible de l'ensemble du domaine cisailé peut être déduite. Il s'agit de prendre ainsi le problème en partant des conséquences thermiques pour parvenir à une quantification de l'état mécanique. Néanmoins, le problème de l'évolution thermique des zones de cisaillement dépend de divers autres processus agissant simultanément lors de la déformation.

1.3.2 L'évolution thermique des zones de cisaillement : une multitude de processus mis en jeu

L'évolution thermique des zones de cisaillement lithosphériques est également contrôlée par deux autres processus majeurs (Fig. 1.4). D'une part, l'advection thermique, *i.e.* le déplacement relatif de deux unités de températures différentes conduit à une perturbation thermique directement localisée au niveau de la zone de cisaillement. Celle-ci est principalement contrôlée par la vitesse de déplacement entre les deux blocs. Cette vitesse est par conséquent impliquée à la fois dans les conséquences thermiques de l'advection et du shear heating (Fig. 1.4).

D'autre part, toute perturbation thermique tend naturellement à être répartie au cours du temps dans l'espace par diffusion thermique. Cette dernière est contrôlée par les propriétés thermiques des roches (Fig. 1.4). Ce processus s'applique donc à l'ensemble constitué par la zone de cisaillement ainsi que les blocs mis en contact.

De par le déplacement relatif important qu'elle accommode et les propriétés mécaniques et thermiques des roches impliquées, toute zone de cisaillement d'échelle lithosphérique peut être le siège de perturbations thermiques intenses. Ces contributions au budget thermique local et l'évolution des températures ont des répercussions considérables sur la résistance mécanique des roches. La connaissance de la rhéologie des zones de cisaillement constitue donc un enjeu majeur pour la compréhension de la géodynamique lithosphérique et la structuration des frontières de plaques.

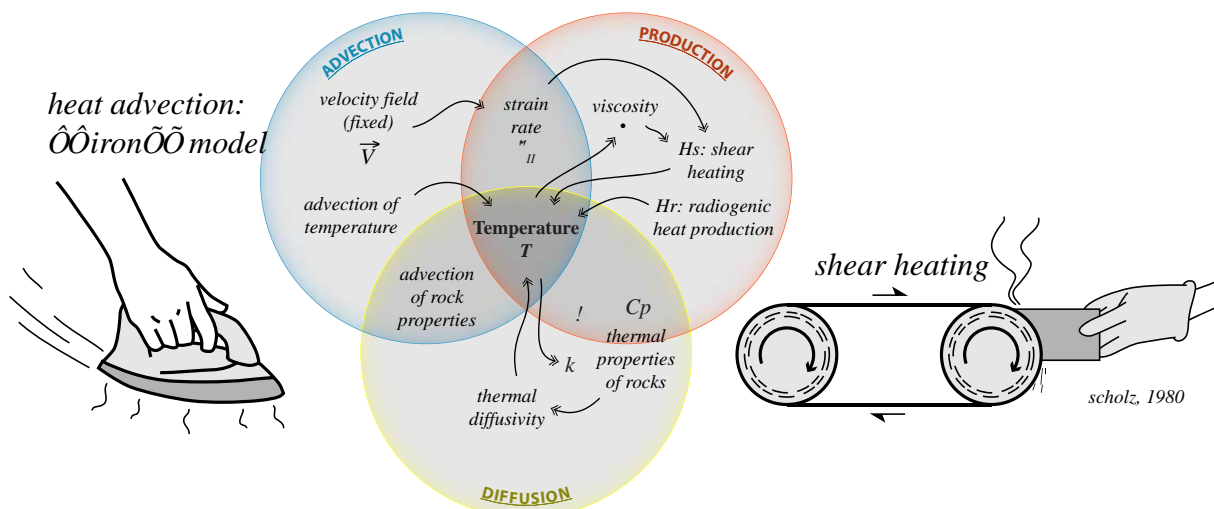


FIGURE 1.4 – Schéma représentant les trois processus thermiques majeurs influençant le champ thermique T d'une zone de cisaillement pour laquelle la cinématique est connue. La **diffusion thermique** (en bas), contrôlée par les propriétés de roches. L'**advection thermique** par le déplacement relatif des blocs en contact. La **production de chaleur interne**, intégrant le shear heating H_s et la production de chaleur radiogénique H_r . La température influence la résistance mécanique des roches, ou "viscosité" η , elle-même contrôlant le shear heating. Elle influence également d'autres paramètres, en particulier la conductivité thermique k .

La rhéologie des roches fait appel à des grandeurs non-mesurables directement (résistance mécanique, état des contraintes et des vitesses de déformation), notamment dans les domaines profonds. Au contraire, l'évolution des paléo-températures aux abords de ces zones de cisaillement peut être estimée à partir des enregistrements métamorphiques des roches. Ces informations peuvent notamment être accessibles au niveau des zones de chevauchement où les roches ont été exhumées par effet de l'érosion combiné à l'activité de détachements majeurs en amont de la structure compressive.

L'érosion syn-cinématique et la reprise de la déformation par différentes zones de cisaillement successives (*e.g.*, accréation en contexte compressif) peuvent également affecter le signal thermique métamorphique. Ces deux processus ont d'ailleurs souvent été appelés pour expliquer le métamorphisme particulier associé à certains chevauchements lithosphériques intra-continents, réduisant le shear heating à un processus négligeable (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006;

Huerta *et al.*, 1998, 1999; Jamieson *et al.*, 2004; Kidder *et al.*, 2013). **Le cas des zones de chevauchement lithosphériques, structures majeures des chaînes de collision intra-continentales, sont ainsi au cœur du débat sur l'importance du shear heating dont la réelle intensité est cruciale pour la compréhension de la géodynamique globale de la lithosphère.**

1.4 Objectifs et plan de la thèse

Ce travail de thèse a pour objectif premier de contribuer à la connaissance de l'état rhéologique des zones de cisaillement qui découpent la lithosphère et permettent d'accomoder une part significative des déplacement inter-plaques. Pour cela, il repose essentiellement sur le cas des zones de chevauchement majeures intra-continentales.

La stratégie adoptée repose sur les signatures thermiques métamorphiques aux abords de ces zones de chevauchement lithosphériques qui constituent un enregistrement de l'impact thermique de divers processus. La zonation inverse pluri-kilométrique des températures métamorphiques associée au chevauchement Himalayen majeur du Main Central Thrust (MCT; Le Fort, 1975), au cœur d'un débat brûlant (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Henry *et al.*, 1997; Jamieson *et al.*, 2004; Kohn, 2008), est principalement utilisée comme exemple naturel d'une perturbation thermique majeure. Les effets de la diffusion thermique, de l'advection thermique, du shear heating, de l'érosion ou encore de l'accrétion se surimposent les uns aux autres, et en extraire l'impact dû au shear heating représente un exercice complexe. Le problème est d'autant plus difficile à résoudre que la variabilité de la température peut avoir un effet non-négligeable sur certaines propriétés internes des roches, en particulier la viscosité η ou la conductivité thermique k . Pour faire face à cette complexité, la simplification du problème a été employée révélant ainsi l'impact des divers processus impliqués **au premier ordre**.

L'approche par la suite exposée utilise la combinaison de deux méthodes. D'une part, un code numérique thermo-dynamique 2-D a été développé et permet de tester de manière indépendante l'impact de la variabilité de chacun des processus impliqués (et paramètres appelés) sur l'évolution du champ thermique calculé. D'autre part, la simplification du problème autorise l'utilisation de développements et de solutions analytiques sur la base de l'équation de la chaleur — qui régit l'évolution de la température dans le temps et l'espace — tout en intégrant les perturbations thermiques théoriques associées aux processus syn-cinématiques du cisaillement. La combinaison de ces deux méthodes permet ainsi d'obtenir une analyse complète au premier ordre de la variabilité de l'évolution thermique dans le temps et l'espace aux abords des zones de cisaillement et d'en quantifier avec précision les contributions des différents processus. Seules l'accrétion et l'érosion ne peuvent pas être directement prises en compte dans l'examen analytique, mais sont au contraire considérées dans les modèles numériques.

L'accent sera également porté à la variabilité de la rhéologie des roches représentatives du domaine crustale et sa répercussion sur l'évolution mécanique et thermique des zones de cisaillements. Pour cela, le propos sera illustré par une étude pétrologique et analytique de zones de cisaillement ductiles de petite échelle (centimétriques à décimétriques) traversant une granodiorite.

PLAN DE LA THÈSE

Chapitre 2

Dans un premier temps, les zonations métamorphiques inverses associées à différentes zones de chevauchement lithosphériques seront présentées, et l'accent sera mis sur le cas du MCT (Himalaya). Les impacts de la diffusion thermique, de l'advection thermique, du shear heating, de l'érosion et de l'accrétion sur l'évolution du champ thermique instantané autour d'une zone de chevauchement intra-continentale seront alors analysés par le biais d'une étude numérique paramétrique complète. Le code thermo-cinématique utilisé, développé au cours de cette thèse, y sera décrit. Les résultats seront mis en parallèle de l'inversion métamorphique associée au MCT, mettant alors en avant la prédominance de premier ordre de certains des processus impliqués, et en particulier celle du shear heating. Ce chapitre se présente sous la forme d'un article publié chez *Tectonophysics* en 2013 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013).

Chapitre 3

Dans le chapitre suivant, une investigation analytique permettant de quantifier et de comparer les contributions des trois processus thermiques majeurs (diffusion, advection et shear heating) sera présentée. Ce modèle d'analyse dimensionnelle, validé par le biais de simulations numériques, sera décrit sous la forme d'un article actuellement soumis à *Terra Nova*. Les sorties du modèle intègrent onze paramètres définissant le contexte thermique, cinématique, géométrique et rhéologique de tout type de zone de cisaillement (chevauchement, détachement, décrochement). De part cette généralisation d'application, cet outil analytique s'avère novateur et complémentaire au regard de l'ensemble des études analytiques pré-existantes. Un rapprochement au métamorphisme inverse Himalayen du modèle d'analyse dimensionnelle, couplé à la modélisation numérique, sera développé. Les conclusions de ce travail (i) mettent en avant l'importance de la variabilité de certains paramètres et (ii) réaffirment l'influence de la variabilité du shear heating sur la signature thermique, et en particulier les températures métamorphiques.

Chapitre 4

Par l'analyse statistique de sensibilité globale des contributions au budget thermique, calculées par le modèle d'analyse dimensionnelle, l'influence de la variabilité de chacun des paramètres impliqués sera quantifiée dans le quatrième chapitre. La mise en évidence de paramètres largement négligeables permettra la présentation d'un modèle d'analyse dimensionnelle simplifié ne considérant plus que les variables à fort impact sur le budget thermique. La domination très variables de chacun des processus thermiques (diffusion, advection et shear heating) amènent la nécessité de mieux caractériser la signature thermique propre à chaque combinaison des contributions thermiques.

Chapitre 5

Ainsi, le cinquième chapitre constitue un second volet analytique qui exploitera les solutions de l'équation de la chaleur au regard des différentes perturbations thermiques générées au niveau de la zone de cisaillement. Le développement analytique utilisera les expressions adimensionnées et sera mis en parallèle des contributions thermiques estimées par le modèle d'analyse dimensionnelle (chapitre 3) pour caractériser quantitativement l'évolution du comportement thermique au voisinage de la zone de cisaillement.

Chapitre 6

Les influences de l'érosion et l'accrétion, déjà considérées dans le premier volet numérique (chapitre 2) sur les températures instantanées, seront confrontées dans ce sixième chapitre aux influences des trois processus thermiques sur l'évolution des pics de températures aux abords d'une zone de chevauchement. Le métamorphisme inverse Himalayen sera une fois de plus pris pour référence. Un modèle synthétique d'évolution des pics de températures autour du MCT, suivant une fonction non-linéaire de la distance au contact, sera présentée. Une étude paramétrique globale, sur la base d'une série dense de simulations numériques, sera réalisée et les résultats seront comparés à la fonction d'approximation des pics de température. L'accent sera mis sur la reproductibilité de l'anomalie thermique et de l'intensité des températures atteintes. L'impact de la variabilité des paramètres testés (dont l'érosion et l'accrétion) sur la reproductibilité des modèles face aux données de terrain sera enfin quantifiée par analyse statistique.

Chapitre 7

L'importance de la non-linéarité de la viscosité sur l'évolution du champ thermique instantané sera abordée dans ce septième chapitre. La forte thermo-dépendance ainsi que les paramètres de fluage propres aux lithologies considérées seront ainsi intégrés au code numérique thermo-cinématique. Différents profils cinématique au travers de la zone de cisaillement seront également testés afin de simuler différents degrés de la concentration de la déformation. Les résultats révéleront l'impact non-négligeable de la variabilité des paramètres de fluage appliqués et la nécessité de concrètement mieux connaître le comportement mécanique des roches de la croûte continentale.

Chapitre 8

Le dernier volet de cette thèse se focalise sur la plus petite échelle afin de mieux cerner la rhéologie des roches ignées quartzo-feldspathiques qui composent majoritairement la croûte continentale. Le cas de zones de cisaillement d'échelle centi- à décimétrique au sein d'une granodiorite (nappe du Zillertal, fenêtre des Tauern, Tyrol autrichien et italien) révèle l'implication significative de faibles variations de la composition chimique et minéralogique sur la rhéologie de la roche. Ce chapitre présente les résultats d'une étude pétrologique détaillée au travers de ces zones de cisaillement, réalisée en collaboration avec l'Université de Wien (Autriche). L'étude regroupe des analyses chimiques sur roche totale et par micro-sonde, la description de l'évolution pétrologique ainsi que l'estimation de l'é-

-volution de la composition minéralogique. Cette dernière a été réalisée par le biais d'un programme que j'ai développé afin de traiter les images acquises au microscope à balayage électronique (MEB) en nuances de gris reflétant ainsi les contrastes de densité atomique entre les différentes phases minérales. L'ensemble des résultats présentés sont révélateurs de la sensibilité rhéologique des roches à leur composition minéralogique. Ainsi, ce travail pose les bases d'une étude qui mérite à l'avenir d'être approfondie.

Chapitre 9 : Synthèse et Perspectives

L'ensemble des méthodes et résultats (numériques, analytiques, statistiques et pétrologiques) présentés dans ce travail de thèse seront synthétisés et poseront les bases d'une réflexion orientée sur les connaissances de la rhéologie des roches à petite et grande échelle. Les implications de ce écart d'échelle spatiale (et temporelle) seront discutées au regard du réalisme des simplifications rhéologiques considérées dans les modèles à grande échelle. Enfin, des perspectives aux travaux réalisés seront détaillées.

Chapitre 2

Origine d'une signature thermique particulière : Le métamorphisme inverse intra-continental

Sommaire

2.1	Introduction - Résumé de l'Article 1	17
2.2	Rôle majeur du shear heating dans le métamorphisme inverse intracontinental - Article 1	19
2.3	Vers une généralisation de l'étude du budget thermique autour des zones de cisaillement	40

2.1 Introduction - Résumé de l'Article 1

Une séquence lithologique qui présente des degrés progressivement croissants du pic de température métamorphique depuis sa base vers son sommet définit le métamorphisme inverse. De telles zonations métamorphiques inverses sont communément observées le long de zones de cisaillement compressives d'échelle lithosphérique : (i) au niveau des semelles métamorphiques à la base d'ophiolites obductées (*e.g.*, Abd El-Naby *et al.*, 2000; Hacker, 1991; Jamieson, 1986; Williams et Smyth, 1973); (ii) associées aux zones de subduction océanique (*e.g.*, Platt, 1975; Toksöz *et al.*, 1971); et (iii) au travers de chevauchements majeurs de chaînes de collision (*e.g.*, Kohn, 2008; Le Fort, 1975). Nous nous intéressons ici au cas particulier du métamorphisme inverse associé à certains chevauchements majeurs structurant des orogènes de grande ampleur (iii).

La séquence métamorphique inverse associée à la zone du Main Central Thrust (MCT), au front sud de la chaîne Himalayenne, demeure l'exemple de loin le plus documenté (*e.g.*, Arita, 1983; Bollinger *et al.*, 2004; Caddick *et al.*, 2007; Corrie et Kohn, 2011; Frank *et al.*, 1973; Harrison *et al.*, 1998, 1999, 1997; Henry *et al.*, 1997; Hubbard, 1989; Jain et Manickavasagam, 1993; Kohn, 2008; Le Fort, 1975; Sinha-Roy, 1982, Fig. 2.1a,b). D'autres exemples intra-continentaux ont également été décrits, notamment dans la chaîne Varisque (*e.g.*, Arenas *et al.*, 1995; Ballèvre *et al.*, 2009; Burg *et al.*, 1984; Pitra *et al.*, 2010; Stípská et Schulmann, 1995, Fig. 2.1c,d,e), dans la chaîne Calédonienne (*e.g.*, Andreasson et Lagerblad, 1980; Johnson et Strachan, 2006; Mason, 1984; Watkins, 1985) ou dans les Appalaches (Camiré, 1995). Certaines des séquences de métamorphisme inverse observables dans les chaînes de montagnes intra-continentales peuvent résulter de la préservation et de l'exhumation d'une inversion acquise lors de la phase de subduction océanique anté-collision (Peacock, 1987a). Néanmoins, ce métamorphisme inverse se retrouve également associé à des chevauchements lithosphériques frontaux qui ne constituent pas de sutures océaniques, l'exemple du MCT en étant l'illustration la plus frappante.

Le métamorphisme inverse intra-continentale correspond à un métamorphisme de moyenne pression - haute température (MP-HT). À titre d'exemple, les séquences de métamorphisme inverse rencontrées dans les chaînes Himalayenne et Varisque ont enregistré des pics de température compris entre 500 et 700°C pour des pressions allant de 8 à 11 kbar (*e.g.*, Burg *et al.*, 1984; Corrie et Kohn, 2011; Guillot, 1999; Harrison *et al.*, 1999; Kohn, 2008; MacFarlane, 1995; Pitra *et al.*, 2010, Fig. 2.1). Les gradients inverses de température associés le long de la pile structurale atteignent des intensités de l'ordre de 10 à 50°C.km⁻¹ (*e.g.*, Kohn, 2008; Pitra *et al.*, 2010). De telles perturbations, observées sur plusieurs kilomètres, impliquent nécessairement des processus géodynamiques d'échelle crustale, voire lithosphérique.

Les séquences métamorphiques inverses dans les chaînes de collision ont ainsi motivé une multitude d'études de terrain, et également d'hypothèses quant à leur origine. Nombreux sont les modèles, pour la plupart numériques, qui ont abordé cette problématique, en se basant principalement sur les contraintes issues du cas Himalayen (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Henry *et al.*, 1997; Jamieson *et al.*, 1996, 2004; Kohn, 2008). L'hypothèse d'une zonation métamorphique résultant d'une perturbation crustale des isothermes synchrone de la déformation chevauchante a notamment été développée (*e.g.*, Burg et Schmalholz, 2008; Jamieson *et al.*, 1996, 2004; Le Fort, 1975). Certains auteurs proposent que l'inversion thermique soit engendrée par effet de "fer à repasser", *i.e.* par transfert diffusif de l'unité supérieure chaude vers l'unité inférieure froide

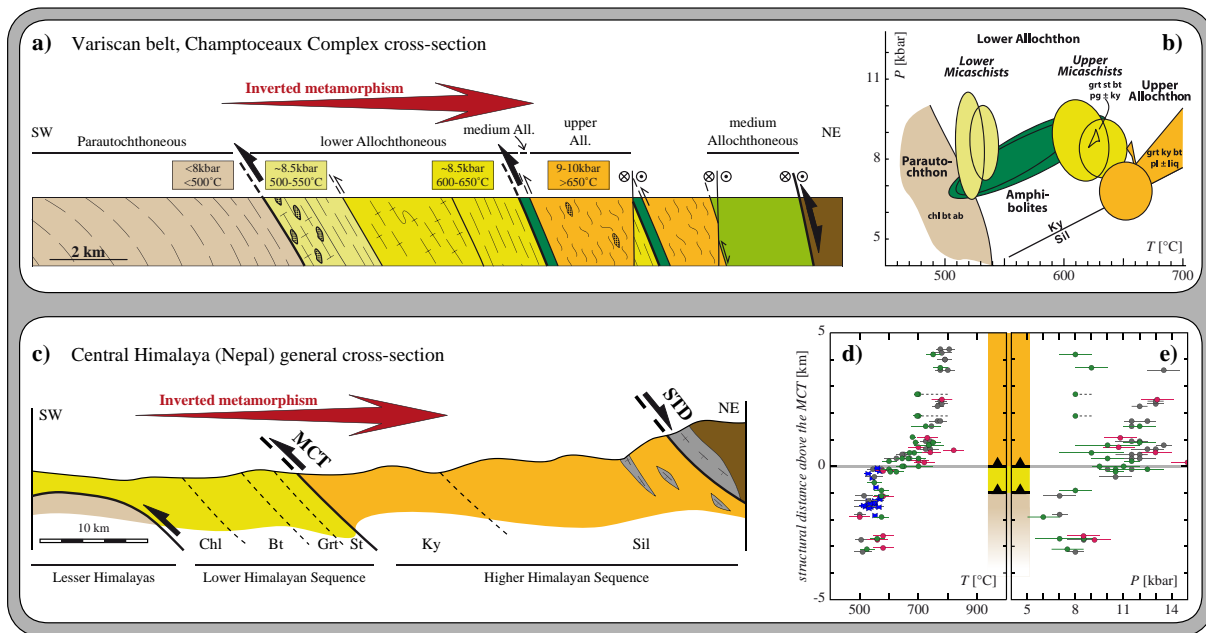


FIGURE 2.1 – Métamorphisme inverse intra-continentale : similitudes des cas Varisque et Himalayen. a) Coupe structurale du complexe de Champtoceaux (chaîne Varisque, massif armoricain, France) et b) synthèse des conditions P-T estimées sur pseudo-sections Thermocalc (Pitra et al., 2010). c) Coupe transversale générale de l'Himalaya central (Nepal, d'après Harrison et al., 1999). Les lignes pointillées renseignent les isogrades métamorphiques. d) et e) Conditions thermo-barométriques et incertitudes du pic métamorphique au travers de la zone du MCT calculés à partir d'échantillons issus de différentes vallées en Himalaya central. Références des données : bleu, Beysac et al. (2004) ; vert : Kohn (2008) ; fushia : Martin et al. (2010) ; gris : Corrie et Kohn (2011).

(e.g., England et Molnar, 1993; Le Fort, 1975; Shi et Wang, 1987). Notamment, le modèle du "channel flow", se définissant par l'extrusion ductile de roches crustales profondes et chaudes sur l'unité sous-jacente plus froide, constitue un cas particulier du "fer à repasser" (e.g., Beaumont et al., 2001, 2004; Godin et al., 2006; Grujic et al., 1996; Jamieson et al., 1996, 2004). Au-delà du rôle de premier-ordre du schéma cinématique et de la diffusion thermique, plusieurs études se sont focalisées sur le rôle de la production de chaleur radiogénique, et tout particulièrement sur l'influence de l'accrétion de matériel enrichi en éléments radioactifs au travers du chevauchement en association avec les processus de dénudation en surface (e.g., Bollinger et al., 2006; Huerta et al., 1998, 1999; Royden, 1993; Ruppel et Hodges, 1994). En l'absence de processus d'accrétion, l'exhumation du bloc supérieur (en conséquence de l'érosion en surface ou d'un décrochement majeur dans les domaines structuraux supérieurs) peut entraîner une élévation des températures le long du chevauchement ainsi qu'une inversion des isothermes comparables aux observations des séquences naturelles de métamorphisme inverse (Royden, 1993). La production de chaleur par conversion de l'énergie mécanique en énergie thermique au sein de la zone de cisaillement (terme anglophone "shear heating" par la suite utilisé) doit également être considérée par principe de conservation de l'énergie. Le shear heating, comme contribution du budget thermique, a également été considéré au regard du développement d'une inversion thermique aux abords d'un chevauchement (e.g., Burg et Gerya, 2005; Burg et Schmalholz, 2008; England et Molnar, 1993; England et Thompson, 1984; Graham et England, 1976; Minear et Toksöz, 1970; Molnar et England, 1990; Pavlis, 1986; Scholz, 1980; Toksöz et Bird, 1977; Toksöz et al., 1971).

Cependant, parce-qu'ils se concentrent sur des processus sélectionnés, aucun de ces modèles n'a mené à un consensus général. L'origine et la préservation de l'inversion métamorphique dans les chaînes de collision sont toujours débattues. Il apparaît donc nécessaire à présent de distinguer, par une quantification comparative, ce qui contrôle au premier ordre l'évolution thermique aux abords des zones de chevauchement majeures et ce qui peut être négligé.

C'est de cette nécessité qu'est née l'étude qui fait l'objet de l'article présenté par la suite. Le problème y est abordé par le biais d'un modèle thermo-cinématique en deux dimensions (2-D) d'échelle crustale afin d'examiner, de manière indépendante, chacun des paramètres contrôlant l'inversion du gradient géothermique à échelle crustale. Les influences respectives de ces paramètres : contexte cinématique, géométrie du chevauchement, propriétés thermiques des roches, vitesses d'érosion et d'accrétion, production de chaleur radiogénique et enfin, shear heating, y sont ainsi testées, quantifiées et comparées entre elles.

Nos résultats confirment que le schéma cinématique influence fortement l'évolution thermique autour du chevauchement (*e.g.*, England et Molnar, 1993; Karabinos et Ketcham, 1988; Shi et Wang, 1987). La vitesse d'érosion et la conductivité thermique des roches sont deux paramètres qui contrôlent respectivement la localisation spatiale de la perturbation thermique et l'intensité de l'inversion. Cependant, même pour des configurations cinématiques extrêmes, *i.e.*, des vitesses de convergence $> 3 \text{ cm.yr}^{-1}$ et des pendages élevés $\sim 30^\circ$, l'inversion thermique est temporaire et les températures au chevauchement n'atteignent pas les pics élevés de température caractéristiques des occurrences naturelles ($\sim 600^\circ\text{C}$) si le shear heating n'est pas pris en compte. Celui-ci représente en effet une contribution majeure au budget thermique le long des principales zones de cisaillement crustales.

Le shear heating peut ainsi engendrer des conditions thermiques élevées dans la zone du chevauchement et nos résultats démontrent qu'il constitue l'unique processus permettant la préservation au cours du temps d'une inversion thermique intense. Notre quantification montre que le shear heating est bien plus efficace que n'importe quel autre processus, tel que l'accrétion et l'érosion, et est compatible avec les observations de métamorphisme inverse en Himalaya ou dans la chaîne Varisque par exemple. Cette comparaison aux occurrences naturelles suggère que la formation et préservation d'un métamorphisme inverse intracontinental nécessite des valeurs de viscosité au sein de la zone de cisaillement de l'ordre de 10^{20} à 10^{21} Pa.s pour des vitesses de convergence comprises entre 1 et 3 cm.yr^{-1} .

2.2 Rôle majeur du shear heating dans le métamorphisme inverse intracontinental : Déductions issues d'une étude paramétrique thermo-cinématique - Article 1

Major role of shear heating in intracontinental inverted metamorphism : Inference from a thermo-kinematic parametric study.

Sylvia DUPRAT-OUALID, Philippe YAMATO, Pavel PITRA.
Tectonophysics, 2013.



Major role of shear heating in intracontinental inverted metamorphism: Inference from a thermo-kinematic parametric study



S. Duprat-Oualid ^{a,*}, P. Yamato ^{a,b}, P. Pitra ^a

^a Géosciences Rennes, UMR6118, Université de Rennes 1 & CNRS, 35042 Rennes, France

^b ETH-Zurich, Sonneggstrasse 5, CH-8092 Zurich, Switzerland

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 May 2013

Received in revised form 16 July 2013

Accepted 30 July 2013

Available online 13 August 2013

Keywords:

Inverted metamorphism

Shear heating

Numerical modelling

Thermal properties of the lithosphere

ABSTRACT

Inverted metamorphism corresponds to the stacking of high-temperature metamorphic units structurally on top of lower-temperature units and is commonly observed along main thrusts in major orogens. Yet, in spite of many existing models, the origin and preservation of the metamorphic inversion in intracontinental collision belts are still debated. In this study, we use a crustal-scale 2D thermo-kinematic model in order to investigate the key parameters controlling the inversion of the geothermal gradient at crustal scale. Our results confirm that the kinematic framework strongly impacts the thermal evolution around the thrust. Erosion velocity and thermal conductivity of rocks are two parameters that control the spatial location of the thermal perturbation and the intensity of inversion, respectively. However, even in extreme kinematic configurations, i.e., convergence velocities $>3 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$ and relatively high thrust dip angles $\sim 30^\circ$, the thermal inversion is fleeting and thrust temperatures cannot reach the high temperature peak values characteristic of natural occurrences ($>600^\circ\text{C}$) if shear heating is not taken into account. Conversion of mechanical energy into heat represents a main contribution to the thermal budget along main crustal shear zones. It leads to high temperature conditions in the thrust zone and our results attest that it is the only process that allows the preservation through time of an intense thermal inversion. Our quantification shows that shear heating is much more efficient than other processes such as accretion and surface denudation and is compatible with the observations of inverted metamorphism in the Himalayan or Variscan belts, for example. This comparison with natural occurrences suggests that the formation and preservation of intracontinental inverted metamorphism require shear zone viscosity values of the order of $10^{20}\text{--}10^{21} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ for convergence velocities between 1 and $3 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction and state of the art

An inverted metamorphic sequence is characterised by an upward intensification of metamorphism, typically an increase of the metamorphic peak temperature. Inverted metamorphism is mostly related to major thrusts, where convergence velocities are high. The major occurrences can be ascribed to one of three distinct geological contexts: (i) metamorphic soles beneath ophiolites (e.g., Abd El-Naby et al., 2000; Hacker, 1991; Jamieson, 1986; Williams and Smyth, 1973); (ii) oceanic subduction zones (e.g., Platt, 1975; Toksöz et al., 1971); and (iii) major thrusts in continental collision (e.g., Kohn, 2008; LeFort, 1975).

The present study is focused on the third geological setting. The best documented example is the inverted metamorphic sequence associated with the Main Central Thrust (MCT) zone in the southern Himalayas (e.g., Arita, 1983; Caddick et al., 2007; Frank et al., 1973; Harrison et al., 1997, 1998, 1999; Henry et al., 1997; Hubbard, 1989; Jain and Manickavasagam, 1993; Kohn, 2008; LeFort, 1975; Sinha-Roy, 1982),

but other examples were described in the Variscan belt (Arenas et al., 1995; Ballèvre et al., 2009; Burg et al., 1984; Pitra et al., 2010; Štípská and Schulmann, 1995), in the Caledonian belt (Andreasson and Lagerblad, 1980; Johnson and Strachan, 2006; Mason, 1984; Watkins, 1985) or in the Appalachian belt (Camiré, 1995). The pressure and temperature conditions within such thrust zones attest to a medium pressure, medium-high temperature metamorphism. As an example, inverted metamorphic sequences in both the Himalayas and the Variscan belt have recorded peak temperatures between 500 and 700°C and peak pressures between 8 and 11 kbar (e.g., Burg et al., 1984; Corrie and Kohn, 2011; Guillot, 1999; Kohn, 2008; Macfarlane, 1995; Pitra et al., 2010). Natural intracontinental metamorphic inversions are thus characterised by inverted thermal gradients between 10 and $50^\circ\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$ (e.g., Kohn, 2008; Pitra et al., 2010). Such intense thermal perturbations over a thickness of several kilometres necessarily imply geodynamic processes at crustal or even lithospheric scale. Several numerical models have been developed, most of them constrained by or aiming to fit data from the Himalayan belt (e.g., Bollinger et al., 2006; Henry et al., 1997; Jamieson et al., 1996, 2004; Kohn, 2008). They suggest two alternative hypotheses to explain the metamorphic inversion.

* Corresponding author. Tel.: +33 223236783.

E-mail address: sylvia.duprat-oualid@univ-rennes1.fr (S. Duprat-Oualid).

On the one hand, the inverted zonation is the result of a post-metamorphic deformation of a preexisting “normal” metamorphic sequence. This may result from late thrusts cutting through the initial metamorphic sequence (e.g., Brunel and Kienast, 1986), passive deformation of metamorphic isograds within a ductile shear zone (e.g., Gibson et al., 1999; Grujic et al., 1996; Jain and Manickavasagam, 1993) or crustal-scale folding (e.g., Searle and Rex, 1989; Stephenson et al., 2000).

On the other hand, the inverted zonation may result from a temporary spatial perturbation of crustal isotherms (Burg and Schmalholz, 2008; Jamieson et al., 1996, 2004; LeFort, 1975; Peacock, 1987a). In this hypothesis, metamorphism is synchronous with the deformation event. Some authors propose that inverted metamorphism occurs due to a diffusive heat transfer across the major thrust from the hotter upper unit to the colder subjacent unit (e.g., England and Molnar, 1993; LeFort, 1975; Shi and Wang, 1987). Particularly, the thermal inversion may be due to a “channel flow”, i.e., the extrusion of deep hot crustal rocks above a colder plate (e.g., Grujic et al., 1996; Jamieson et al., 1996, 2004). This model presents the advantage of reproducing the ranges of metamorphic pressures and temperatures characterising the outcropping sections of the MCT (Beaumont et al., 2001). However, it requires strong erosion localised on the thrust front and specific internal physical properties in terms of viscosity and angle of friction. Furthermore, it fails to reproduce some important metamorphic and geochronological records on both sides of the MCT (Kohn, 2008).

Beyond the first-order role of the kinematic framework and thermal diffusion, several studies have specifically focused on the contribution of radiogenic heat, including the accretion of radioactive material across the active thrust, and on the role of erosion (Bollinger et al., 2006; Huerta et al., 1996, 1998, 1999; Royden, 1993; Ruppel and Hodges, 1994). Accretion models allowing the accumulation of highly radioactive material over a duration longer than 30 Myr can lead to a significant increase of temperature within the hanging wall (e.g., Huerta et al., 1996, 1998). However, such studies involve disputable initial assumptions. As an example, the orogenic accretionary wedges of these models (e.g., Huerta et al., 1998) are deeply rooted at 30 to 60 km depths. Reasonable accretion velocities associated with lower, realistic erosion velocities lead to wedges several hundreds of kilometres wide at the surface. Outcropping rocks across such wide zones should consequently be characterised by a continuous intense deformation and none of the known frontal thrusts displays such a configuration. Moreover, in most cases, strong accretion alone cannot reproduce the high temperatures observed in natural inverted metamorphic sequences. On the contrary, accretion leads to progressive cooling of the active thrust plane to steady temperatures lower than 400 °C at 30 km depth with no significant thermal inversion (Royden, 1993). Concomitant surface denudation characterised by an erosion velocity greater than the accretion velocity is necessary to raise the temperatures in the thrust zones (e.g., Bollinger et al., 2006; Royden, 1993).

In the absence of accretion processes, moderate erosion velocities can lead to thrust temperatures of the order of 600 °C and to the development of inverted isotherms comparable to those observed in natural inverted metamorphic sequences (Royden, 1993). However, these conclusions require a thrust activity lasting for more than 70 Myr and exhumation of ultra-high pressure metamorphic rocks from more than 100 km depth (Royden, 1993). Such implications are not compatible with natural cases where rocks recorded metamorphic peak pressures of 8 to 11 kbar. From a mechanical approach, erosion catalyses the development of main orogenic structures (e.g., Burg and Schmalholz, 2008), and some models highlight the important influence of both the erosion and the exhumation on the thermal perturbation (e.g., Beaumont et al., 2004; Bollinger et al., 2006; Jamieson et al., 1996; Kohn, 2008).

The role of heat production by conversion of mechanical energy into thermal energy in a major shear zone (shear heating) was also considered to complete the thermal budget and the possible development of thermal

inversion around a thrust (Burg and Gerya, 2005; Burg and Schmalholz, 2008; England and Molnar, 1993; England and Thompson, 1984; Graham and England, 1976; LeFort, 1975; Minear and Toksöz, 1970; Molnar and England, 1990; Pavlis, 1986; Scholz, 1980; Toksöz et al., 1971), but without real quantification. Kidder et al. (2013) specifically refute the importance of shear heating under high convergence velocity ($\sim 10 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$) and attribute the thermal inversion to accretion process.

The demonstration provided by Kidder et al. (2013) that shear heating is not a cause of inverted metamorphism in accretion domains is based on an oceanic subduction beneath an active arc (Kidder and Ducea, 2006). The very high convergence velocity ($\sim 10 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$) and the high initial geothermal gradients characterising the overriding forearc (Kidder and Ducea, 2006) and the subducting oceanic plate easily and rapidly lead to intense thermal inversion. With low shear heating ($\sim 10^{-5} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ implying very low viscosities of about $10^{17} \text{ Pa}\cdot\text{s}$), heat advection and conduction dominate the thermal budget: both the overriding plate and the slab are rapidly cooled and the subducting material is progressively and slowly heated. Consequently, the rocks accumulated in the accretion zone are representative of the thermal state of the thrust plane. Understandingly, the thermal peaks are thus colder from the top to the base of the accretion area and such thermal inversion is compatible with the thermochronologic data from the Pelona Schist of southern California (Kidder et al., 2013). Considering a stronger shear heating along the active thrust, which is superposed on the overall cooling pattern, decreases the thermal inversion intensity recorded in the accreted sediments. Nevertheless, such shear heating assumptions are not generally applicable because very low shear stress and viscosities are involved to balance the high strain rate (10^{-12} to 10^{-11} s^{-1}).

Previous studies of syn-deformational intracontinental inverted metamorphism used various models with very different degrees of complexity (e.g., England and Molnar, 1993; Jamieson et al., 2004; Shi and Wang, 1987). However, none of the proposed models is commonly accepted to give a general explanation to the development of syn-deformation inverted metamorphism. Whereas analytical studies provide good mathematical solutions for understanding the respective influence of kinematics and heat diffusion on the thermal evolution, the other factors involved (e.g., erosion, various heat sources, variable kinematic configuration, thermo-dependence laws) are difficult to address analytically but can be solved and quantified numerically.

In the present paper, our goal is not to fit a particular natural case (e.g., the Himalayas). Rather, using a systematic approach, we aim to explore and provide a detailed synthesis of the different conditions required for the formation and preservation of crustal-scale inverted metamorphism along one intracontinental thrust. We define and compare the relative importance of each of the parameters and processes involved: kinematic setting, thrust geometry, erosion velocity, rock properties (in particular the thermal diffusivity), accretion velocity, radiogenic heat production and shear heating. The goal is to infer (i) the conditions required to locally invert the thermal field; (ii) the exact impact of each one of these parameters on the intensity, the location and the duration of the inversion and (iii) the conditions required to preserve the thermal inversion through time. Finally, we discuss how and why shear heating is crucial for the formation and preservation of inverted thermal gradients under realistic kinematic settings.

2. Numerical model

2.1. Initial setup

In order to test independently the influence of the various parameters and processes on the thermal evolution of a crustal thrust, a simple numerical model is defined in which each component can be controlled. The 2D-model setup (Fig. 1a) is focused on the first 80 km of a continental lithosphere, which includes a 30 km thick crust. In order to study the thermal evolution of a major continental thrust zone, a thrust cutting through the whole continental crust with a dip angle θ is simulated by

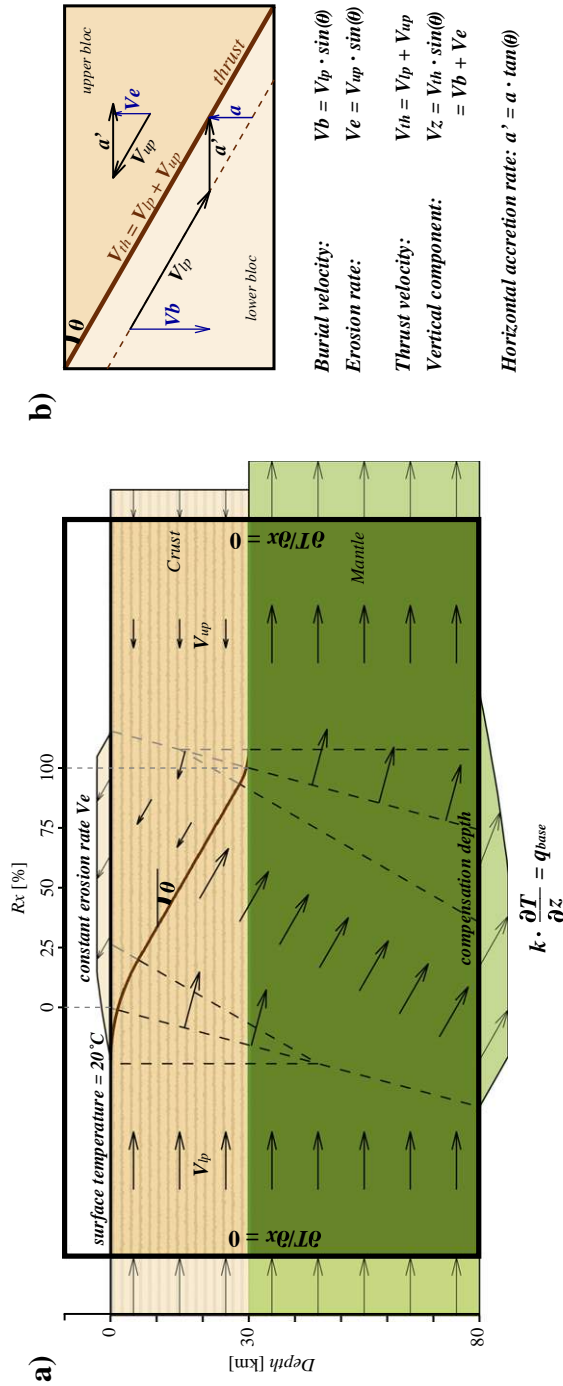


Fig. 1. a) Model setup showing the initial morphology, the imposed velocity field and the thermal boundary conditions. Lower and upper continental blocks are converging at fixed velocities of V_{ip} and V_{up} respectively. θ is the maximum thrust dip angle. The compensation depth for isostatic balancing corresponds to the base of the model. Both surface temperature and mantle heat flux q_{base} are constant. k corresponds to the thermal conductivity. Lateral heat flux is considered to be nil. R_x represents the ratio between the distance to the thrust front and the width of the area concerned by the slanted part of the thrust. b) Terminology of the velocity fields used in this study. V_{th} , V_b , V_e and V_z correspond to the convergence velocity, the burial velocity of the lower plate, the erosion velocity and the vertical component of the thrust velocity, respectively. Accretion is defined by the vertical accretion velocity a . In order to keep the thrust zone fixed with respect to the reference frame, accretion is simulated by imposing a horizontal accretion velocity a' to the entire model. The dashed line represents the theoretical active thrust shifting due to accretion.

imposing a velocity contrast between the downgoing plate and the upper plate, moving with a velocity V_{lp} and V_{up} , respectively (Fig. 1). The convergence velocity V_{th} is consequently given by $V_{th} = V_{lp} + V_{up}$. The thrust is mainly represented by a straight segment, the dip angle of which, however, progressively decreases towards both the base of the crust and the surface in order to avoid any advection errors due to local strong velocity direction contrasts. Since the present study focuses on the slanted part of the thrust and because the temperature evolution around the thrust and in the deepest levels of the fault is not noticeably affected by the configuration of the lower block velocity field beneath the first 30 km (see Appendix A, Fig. A.1), the downgoing plate intentionally lies flat under the upper crust to simplify the boundary conditions and the isostasy computation.

The initial geotherm is defined in the whole model according to the following equation:

$$T(x, z, t_0) = T_{surface} + z \cdot \frac{q_{base}}{k} + T_{source}(x, z) \quad (1)$$

where $T_{surface}$, q_{base} , k and T_{source} are the surface temperature, the mantle heat flux, the thermal conductivity and the possible local heat sources, respectively. Initially, the only implemented heat source is the radiogenic heat production. It is considered as a permanent property of the material and is defined according to the following decreasing exponential law from Turcotte and Schubert (2002):

$$Q(z, t_0) = Q_0 \cdot \exp\left(\frac{-z}{z_r}\right) \quad (2)$$

where Q_0 is the surface radiogenic heat production, and z_r corresponds to the length scale for the decrease in Q with depth (Turcotte and Schubert, 2002) controlling the curvature of the vertical profile of Q . Eq. (2) allows to easily test a wide range of possible distributions of radiogenic production and both parameters Q_0 and z_r , were independently tested. In the presence of radiogenic heat sources, Eq. (1) is then only z -dependent and becomes:

$$T(z, t_0) = T_{surface} + z \cdot \frac{q_{base}}{k} + \frac{Q_0 \cdot z_r^2}{k} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-z}{z_r}\right)\right). \quad (3)$$

2.2. Computation methods

Both kinematic and thermal computations are based on a regular Eulerian grid with a space resolution of 1 km. During the thrust activity, at each time step, advection and thermal diffusion are realised separately in order to minimise the numerical diffusion of temperature inside a non-static environment by using the marker-in-cell method (Gerya, 2010). The advection of rock properties and temperature is ensured by a field of initially randomly distributed particles (see Appendix A for more details). Three kinematic parameters can be distinguished here (Fig. 1b). The first one is the burial velocity V_b of the downgoing plate corresponding to the vertical component of the velocity field V_{lp} and defined by:

$$V_b = V_{lp} \cdot \sin(\theta). \quad (4)$$

The second parameter defines the vertical accretion velocity a . As in previous studies (e.g., Huerta et al., 1996, 1998, 1999; Royden, 1993), accretion is realised at each time step by adding a horizontal velocity component a' (Fig. 1b) in the whole model so that both the active thrust position and the convergence velocity remain fixed. Both parameters are related according to:

$$a' = a \cdot \tan(\theta). \quad (5)$$

The third kinematic parameter corresponds to the maximum erosion velocity V_e linked to the upper plate velocity V_{up} by the following equation:

$$V_e = V_{up} \cdot \sin(\theta). \quad (6)$$

The erosion velocity V_e controls the upper plate velocity V_{up} in the models (Fig. 1b, see Appendix A for more details).

Compared to the tectonic advection times, the isostatic balance is reached instantaneously (Crough, 1977). Thus, at each time step, the isostatic response is calculated in the entire model thereby producing a realistic topography associated with the thrust.

Then, for the thermal part, the following heat equation is solved by using the implicit finite difference method on the Eulerian grid. In order to limit numerical diffusion, the Eulerian computation is coupled with intermediate thermal interpolations with the Lagrangian particles (see Appendix A for more details):

$$\rho \cdot Cp \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = Q + Hs. \quad (7)$$

The heat equation (Eq. (7)) is composed of a heat diffusion part where ρ , Cp and k are respectively the density, the heat capacity and the thermal conductivity (left side of Eq. (7)) and of a heat production part (right side of Eq. (7)) where Q and Hs represent the radiogenic heat production and the shear heating, respectively.

The parameters ρ , Cp , and k define the capacity of the material to diffuse heat. This property can be reduced to one parameter, the thermal diffusivity κ , defined as $\kappa = k/(\rho \cdot Cp)$. Each one of these three parameters depends on the lithology, but also on the physical environment of the rock (e.g., pressure, temperature). Various empirical laws describe the temperature and pressure dependence of these parameters in rocks (e.g., Abdulagatov et al., 2006; Hofmeister, 2007; Seipold, 1995, 1998; Whittington et al., 2009; Zoth and Hänel, 1988). In the present study, we tested independently the influence of a range of realistic values for each parameter on the thermal evolution around the thrust (see Table 1). First, these values were considered constant in the crust and in the mantle. In a second time, their temperature and pressure dependences are considered and their influence on the thermal field investigated. These results are discussed in Section 3.3.2.

Table 1
Parameters tested in the model.

Symbol	Parameter	Range of tested values	Unit
<i>Kinematic parameters:</i>			
θ	Thrust dip angle	10–35	°
V_{th}	Thrust velocity (convergence rate)	0.5–5	cm·yr ⁻¹
V_z	Vertical component of V_{th}	$V_{th} \cdot \sin(\theta)$	cm·yr ⁻¹
V_{lp}	Lower plate velocity	0.5–5	cm·yr ⁻¹
V_b	Burial velocity	$V_{lp} \cdot \sin(\theta)$	cm·yr ⁻¹
V_{up}	Upper plate velocity	$V_{th} - V_{lp}$	cm·yr ⁻¹
V_e	Erosion rate	$V_{up} \cdot \sin(\theta)$	cm·yr ⁻¹
a	Vertical accretion rate	0–0.2	cm·yr ⁻¹
a'	Horizontal accretion rate	$a' \cdot \tan(\theta)$	cm·yr ⁻¹
<i>Rock thermal properties:</i>			
ρ_c	Crust density	2800	kg·m ⁻³
ρ_m	Mantle density	3300	kg·m ⁻³
Cp	Heat capacity	800–1200	J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹
k	Thermal conductivity	2–4	W·m ⁻¹ ·K ⁻¹
κ	Thermal diffusivity in the crust	$k/(\rho_c \cdot Cp)$	m ² ·s ⁻¹
<i>Heat sources:</i>			
q_{base}	Mantle heat flux	20–40	mW·m ⁻²
Q	Radiogenic heat production		μW·m ⁻³
Q_0	Surface radiogenic heat production	0–4	μW·m ⁻³
z_r	Specific depth where $Q = Q_0 e^{-1}$	5–20	km
Hs	Shear heating		μW·m ⁻³
η	Thrust effective viscosity	10 ¹⁹ –10 ²¹	Pa·s

Shear heating H_s results from the transformation of mechanical energy into heat during deformation and is recognised as a major component of the total energy budget (e.g., Brun and Cobbold, 1980; Chester et al., 2005; Lachenbruch and Sass, 1980). Shear heating is a function of the strain rate and stress tensors ($\dot{\epsilon}_{ij}$ and σ_{ij} respectively) and is computed according to the following equation:

$$H_s = \sigma_{xx} \cdot \dot{\epsilon}_{xx} + \sigma_{zz} \cdot \dot{\epsilon}_{zz} + 2\sigma_{xz} \cdot \dot{\epsilon}_{xz}. \quad (8)$$

The strain rate tensor is defined as $\dot{\epsilon}_{ij} = 0.5[(\partial V_i/\partial j) + (\partial V_j/\partial i)]$ where $\partial V_i/\partial j$ corresponds to the variation of the velocity of the component i in the direction j and the same convention applies for $\partial V_j/\partial i$. Because shear zones related to inverted metamorphism can be several kilometres thick (e.g., Grujic et al., 1996), ductile rheology is generally attributed to the whole thrust (e.g., Jamieson et al., 1996; Kidder and Ducea, 2006; Searle and Rex, 1989). In the present study, the shear zone thickness is space resolution dependent and is thus approximately 1 km. Shear heating is computed in a ductile manner, where stress and strain rate are linked by the effective viscosity η of the material constituting the thrust:

$$\sigma_{ij} = 2 \cdot \eta \cdot \dot{\epsilon}_{ij}. \quad (9)$$

Viscosity depends on temperature, strain rate and creep parameters (e.g., Carter and Tsenn, 1987; Goetze and Evans, 1979; Ranalli and Murphy, 1987). It tends to decrease with increasing strain rate and temperature (Meissner and Mooney, 1998). Inversely, both the rock deformation and the associated shear heating depend on the viscosity (e.g., Burg and Schmalholz, 2008; Hartz and Podladchikov, 2008). However, in order to better define the first order role of viscosity, we simplified the problem by using a constant viscosity η all within the thrust (see discussion in Section 3.4).

3. Model results

3.1. Burial velocity effects

In order to test the validity of our numerical model, we first realised a comparative study with analytical solutions from England and Molnar (1993). The results are described in Appendix B.

In extreme kinematic configurations (e.g., $V_{th} = 5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, $\theta = 30^\circ$), which favour the development of thermal inversion, the thermal evolution around the thrust and in the whole model can be best characterised. In this case, because the initial geotherm is linear, the thermal inversion starts on a large part of the thrust with a relatively homogeneous intensity. Then, the affected area progressively deepens and widens and the maximum intensity is localised towards the deepest levels of the thrust. On each point of the thrust, the vertical temperature gradient $\partial T/\partial z$ first decreases, reaches a minimum value (negative when thermal inversion occurs) and then increases again until a steady state when the temperature advection and the heat diffusion are completely balanced. Nevertheless, even under such extreme kinematic settings, none of the (V_{th}, θ) combinations allows the preservation of the thermal inversion in time beyond the first 6 Myr (see Appendix B, Fig. B.2).

3.2. Erosion effects

In our model, erosion can be activated and is only controlled by the erosion velocity V_e (Eq. (6), Fig. 1 and Table 1). In this case, contrary to the previous analysis (Section 3.1, Appendix B), the thrust velocity V_{th} is given by a combination of the lower and the upper plates velocities (V_{lp} and V_{up} , see Fig. 1b). Consequently, in order to test the influence of the erosion velocity independently of the kinematic setting, either the downgoing plate velocity V_{lp} or the thrust velocity V_{th} has to be fixed. Here, we chose to keep constant the thrust velocity V_{th} for two reasons. (i) Kinematic simulations having the same vertical component V_z of the

thrust velocity (Fig. 1b) are characterised by very similar thermal evolutions (see Appendix B). Each given V_z value corresponds to a group of (V_{th}, θ) combinations. This allows us to easily make connections and distinctions between the thermal evolution around the thrust and, on the one hand, the erosion velocity, and on the other hand, the convergence velocity and the thrust dip angle. In comparison with the MCT in the Himalayas which is characterised by a high downgoing velocity of the Indian plate of $\sim 2 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ for the last 10 to 20 Myr (e.g., Bilham et al., 1997; Lavé and Avouac, 2000) and a dip angle of $\sim 15^\circ$ (e.g., Kaneko et al., 2003), V_z values of the order of $0.5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ are realistic and greater values are excessive. (ii) A further parametric analysis concerning the shear heating (Section 3.4) takes into account the velocity contrast on the thrust as a major parameter. Controlling the thrust velocity instead of the downgoing plate velocity is thus more practical to compare the combined effects of the kinematic setting, the erosion velocity and the shear heating. The distribution of the velocity field on both sides of the thrust can be described as the ratio between the erosion velocity V_e and the vertical component V_z of the thrust velocity (see Fig. 1).

Erosion and motion of the upper plate, for a constant V_{th} , do not lead to significant variations of the reached intensity (Fig. 2a) and of the thickness of the affected area (Fig. 2b) of the thermal inversion during the thrust activity. However, it strongly influences its space and time locations. Increasing erosion and hence displacement of the upper plate tends to localise the thermal inversion at shallower depths along the thrust (Fig. 2). Taking out crustal material by erosion leads to progressive cooling of the remaining shallowest material controlled by surface thermal conditions. The maximum thermal inversion intensity is not restricted to the base of the slanted part of the thrust but moves to the surface with increasing erosion velocities. However, because erosion velocities are not sufficiently high to efficiently balance the thermal diffusion, even for extreme cases, thermal inversion cannot occur at very superficial levels along the thrust.

The time of maximum inversion is not significantly changed, even if a slight delay can be noticed. The duration of the thermal inversion is widely extended with erosion. However, if for extreme kinematic and erosion values thermal inversion can be preserved until the steady state, the most realistic kinematic setting tested (corresponding to $V_z = 0.5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$) never leads to a thermal inversion, whatever the applied erosion velocity (Fig. 2).

Hence, when the displacement along the thrust is entirely ensured by the downgoing plate ($V_e = 0$), temperature on each point along the thrust is continually decreasing until the steady state. When the upper plate velocity V_{up} approximates the lower plate velocity V_{lp} , (i.e., $V_e \approx 0.5V_z$), the thermal evolution along the thrust tends to be reversed. Thus, for $V_e > 0.5V_z$, temperature at a given point of the thrust starts to increase in the beginning of the thrust activity (Fig. 2a, case $V_e = 2V_z/3$) due to the fast exhumation of the deep hot portions of the upper plate. This trend increases with the vertical component V_z of the thrust velocity. After reaching a local temperature peak, maximum thermal inversion is quickly reached and the temperature along the whole thrust decreases until the steady state. Actually, the thrust profile flattening in depth limits the temperature increase because the deepest rocks involved in the thrust come from the base of the upper continental block and cannot thus be hotter than the initial Moho temperature.

To summarise, erosion tends to localise the thermal inversion towards shallower depths of the thrust and significantly increases the thermal inversion duration. Nevertheless, it does not affect the intensity and the thickness of the thermal inversion. Furthermore, even in extreme cases, the initial temperature increase on the thrust is limited (maximum 25°C) and is far from sufficient to account for the high temperatures known in major thrust zones associated with inverted metamorphism.

3.3. Rock properties effects

In the lithosphere, conduction is generally the predominant heat transport mechanism ahead of convection and radiation (Abdulagatov

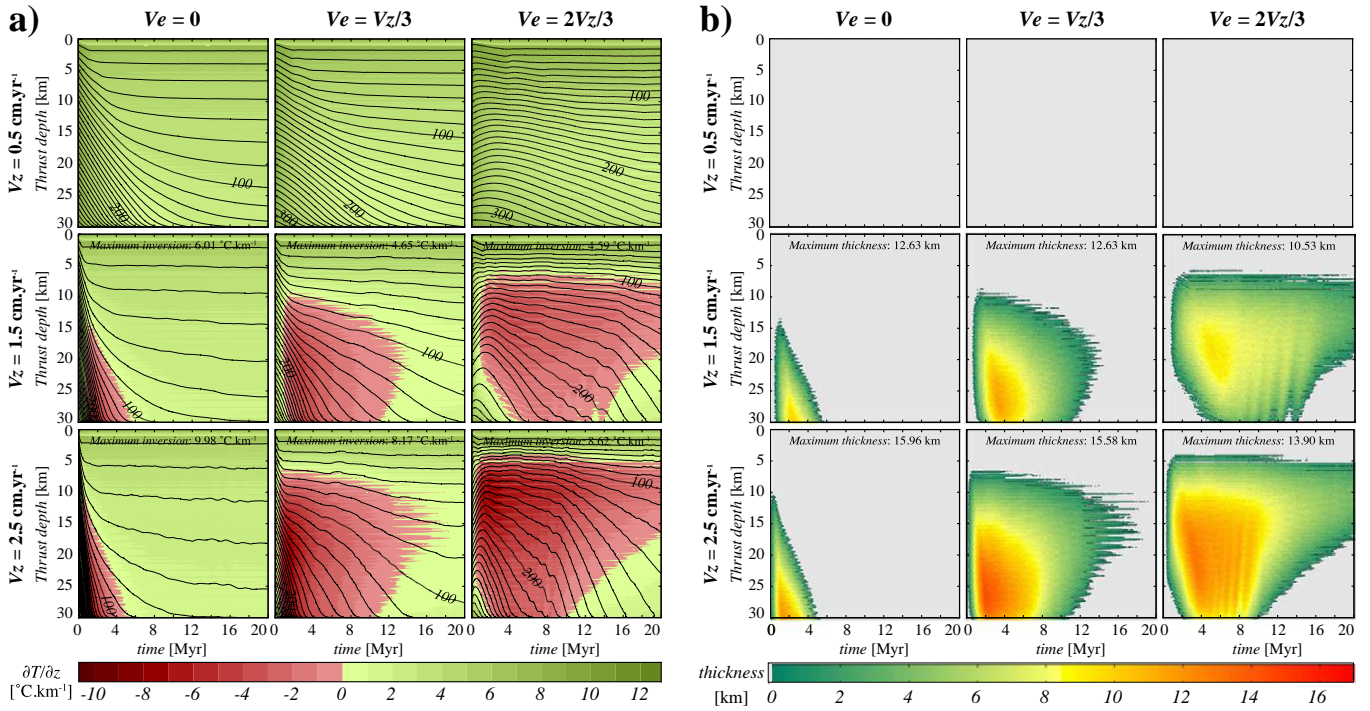


Fig. 2. Thermal evolution along the thrust as a function of the vertical component V_z of the thrust velocity and the relative erosion velocity V_e . a) Vertical thermal gradient and isotherms along the thrust. b) Vertical thickness of the area affected by the thermal inversion at each point of the thrust.

et al., 2006; Lachenbruch and Sass, 1980). As shown previously in Section 2.2, ρ , C_p and k constitute the three rock properties involved in the heat diffusion equation. Moreover, as defined by Eq. (3), the initial geotherm in the lithosphere is controlled not only by k and the radioactive heat sources, but also by the basal mantle heat flux q_{base} . These thermal parameters are here considered independently and the impact of the radioactive character of the crust on the thermal evolution around the thrust is also discussed.

3.3.1. Heat diffusion properties and the mantle heat flux

The ranges of realistic values (Table 1) for each thermal parameter depend strongly on the lithology. On the one hand, the k values are generally comprised between $2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ and $4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (Clauser and Huenges, 1995; Turcotte and Schubert, 2002). This high degree of variability of more than 100% proportionally controls the thermal diffusivity κ with the same order of magnitude. On the other hand, the heat capacity C_p varies up to $\sim 50\%$, from 800 to $1200 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (Waples and Waples, 2004), involving maximum differences for κ of $\sim 30\%$. Depending on the lithology, the crustal rock density ρ varies from $\sim 2400 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ for sedimentary rocks to $\sim 3300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ for basic eclogites as an extreme case, but is generally comprised between 2500 and $3000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ with an associated variability of $\sim 20\%$. Heat diffusion is therefore mainly controlled by the variation of thermal conductivity, and the influence of the variations of density and heat capacity is less significant (see Appendix C, Fig. C.1). This has two reasons:

First, the hotter is the geotherm (obtained for a low thermal conductivity in the crust or a high mantle heat flux), the higher is the thermal inversion (Fig. 3a, c). The basal heat flux, q_{base} , only involved in the initial and boundary conditions, influences the intensity of the thermal inversion proportionally to the magnitude of its variability. For example, between $q_{base} = 20 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$ and $q_{base} = 40 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$, the initial thermal gradient is two times higher and the thermal inversion intensity reached on each point of the thrust is doubled (Fig. 3c). Proportionally to a q_{base} increase, the intensification of the inversion with decreasing k is more significant. From $k = 3$ to $2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, the thermal inversion

is approximately two times higher (Fig. 3a). Thus, the initial thermal structure of the lithosphere, defined by the distribution of both q_{base} and k , constitutes a key parameter controlling the intensity reached by the thermal inversion. Nevertheless, the location of the inversion, both in space and time, is mostly insensitive to either q_{base} or k (Fig. 3).

Second, the strong correlation between κ and k leads the latter to strongly influence the heat diffusion through the thrust. A low thermal conductivity decreases the heat diffusion and thus favours thermal inversion during thrusting. For this reason, the influence of both k and q_{base} on the thermal evolution around the thrust is different (Fig. 3). A decrease of k induces a more significant intensification of the inversion than an increase of q_{base} (Fig. 3a, c). Furthermore, contrary to the intensification of the basal heat flux, a decrease of k induces a widening of the thrust part affected by the inversion, a thickening of the area where the thermal inversion occurs (Fig. 3b, d) and a continuation in time of the thermal inversion (Fig. 3).

3.3.2. Temperature and pressure dependences

Thermal properties also vary as a function of temperature and pressure. Various experiments have been realised and some empirical laws have been proposed in order to define the thermal dependence of the thermal conductivity k (Abdulagatov et al., 2006; Clauser and Huenges, 1995; Horai and Susaki, 1989; Seipold, 1998; Voosten and Schellschmidt, 2003; Whittington et al., 2009; Zoth and Hänel, 1988) and heat capacity C_p (Waples and Waples, 2004; Whittington et al., 2009). Generally, with increasing temperature, k decreases, whereas C_p increases. Conversely, thermal conductivity tends to increase with increasing pressure (Abdulagatov et al., 2006; Hofmeister, 2007; Horai and Susaki, 1989; Kukkonen et al., 1999; Osako et al., 2004; Seipold, 1992). However, the pressure effect is limited compared to the influence of temperature (Abdulagatov et al., 2006).

The reported variation of each thermal property as a function of temperature and pressure lies within the range of constant values tested in our numerical simulations (Table 1). Only the variability of k has a significant impact on the thermal evolution around the thrust. However,

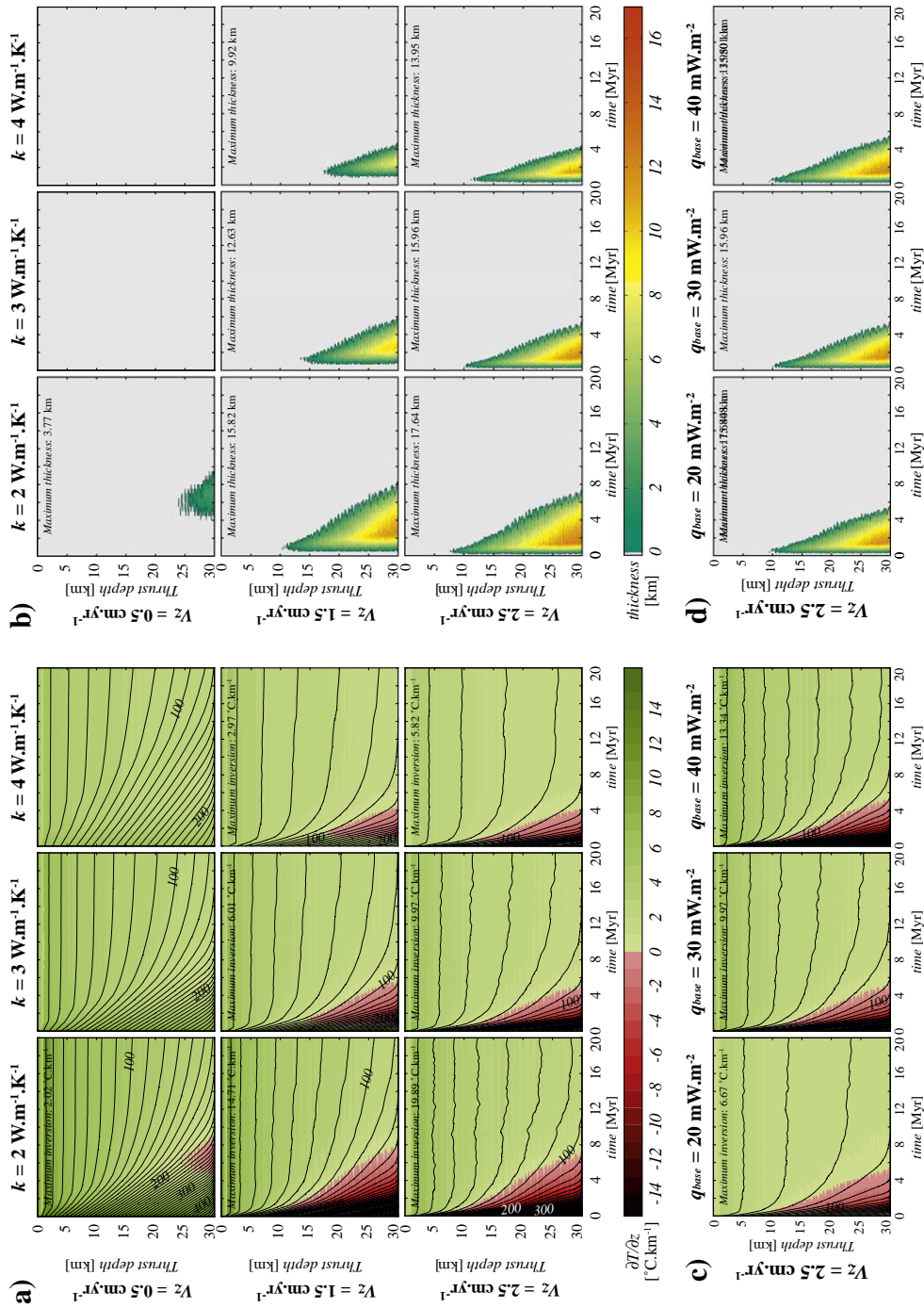


Fig. 3. Thermal evolution along the thrust as a function of the vertical component V_z of the thrust velocity and the mantle heat flux q_{base} (c and d). Erosion is switched off and no internal heat sources are taken into account. a) and c) Vertical thermal gradient and isotherms along the thrust. b) and d) Vertical thickness of the area affected by the thermal inversion at each point of the thrust.

k depends on both the lithology and the physical environment, and this impact is difficult to quantify. Indeed, in spite of the numerous laboratory experiments (e.g., Abdulagatov et al., 2006; Čermák and Rybach, 1982; Osako et al., 2004), none of the proposed empiric laws (Abdulagatov et al., 2006; Clauser and Huenges, 1995; Seipold, 1998; Voosten and Schellschmidt, 2003; Whittington et al., 2009; Zoth and Hänel, 1988) appears to be undisputable (Fig. 4). Diverse equations relative to the same lithology appear inconsistent with one another (Fig. 4c, d). Furthermore, they are associated with large uncertainties (e.g., Seipold, 1998, Fig. 4a) and rarely integrate both temperature and pressure dependences in the same time (Abdulagatov et al., 2006; Kukkonen et al., 1999).

Regarding only the vertical distribution of the theoretical lithologies (after Turcotte and Schubert, 2002), the thermal conductivity increases from the superficial levels (sediments) to the mantle rocks. On the other hand, within each lithology, k decreases significantly with temperature (and hence depth; Fig. 4). This progressive drop may reach 30–50% from 0 to 600 °C. Concerning the pressure influence, k increases with depth in the shallowest crustal levels due to the reduction of the pore volume (Abdulagatov et al., 2006). Beyond ~100 MPa, k tends to reach a linear behaviour (Abdulagatov et al., 2006; Clauser and Huenges, 1995; Horai and Susaki, 1989), and is supposed to evolve following the thermo-dependence law appropriate for the considered lithology.

To sum up, within the range of realistic values, both C_p and ρ have negligible effects on the thermal evolution of the lithosphere, and the diffusive transport of heat is controlled by the variability of k . The temperature and pressure dependences do not change the order of variability, but they can lead to different thermal behaviours inside the lithosphere (Maierová et al., 2012). In particular, the dependence of the k value on temperature for a given lithology and pressures >100 MPa favours the thermal inversion in depths. These physical and lithologic dependences are generally not taken into account in the numerical models although the values allocated to the thermal conductivity have to be considered with caution (Nabelek et al., 2010).

3.3.3. Radiogenic heat production

As for the heat diffusion properties (Section 3.3.1, Appendix C), numerical simulations were realised in an extreme kinematic context ($V_{th} = V_{ib} = 5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ and $\theta = 30^\circ$) in order to quantify the effect of the radiogenic heat production. They show that although the radiogenic heat production contributes to the initial geothermal profile, it does not influence the thermal inversion around the thrust in terms of intensity and localisation (Appendix C, Fig. C.2).

The previous analysis revealed that the burial velocity, the erosion velocity and the thermal conductivity of rocks are the main parameters

controlling the thermal evolution around a crustal scale thrust. Nevertheless, considering realistic kinematic settings ($V_{th} < 3 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$), none of these parameters allows the preservation of an established thermal inversion in time.

3.4. Shear heating effects

Shear heating constitutes a part of the conservation of energy and a study of the thermal evolution around a thrust during its activity requires taking into account the relative displacement between the two crustal blocks as a source of heat (Brun and Cobbold, 1980; Pavlis, 1986; Toksöz et al., 1971). By considering shear heating in the viscous way, two parameters have to be examined: the strain rate $\dot{\epsilon}$ and the effective viscosity η within the thrust (Section 2.2, Eqs. (8) and (9)). Since the velocity field is not mechanically computed in our numerical models but imposed, both $\dot{\epsilon}$ and η can be considered independently. The initial kinematic conditions used here are based on realistic cases for continental collision: the maximum dip angle θ of the thrust set to 15° and the velocity thrust values between 1 and $3 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, implying strain rates from $3 \cdot 10^{-13}$ to 10^{-12} s^{-1} .

In rocks, viscosity is temperature- and strain rate-dependent. Considering an undeformed crust, the viscosity field is characterised by a decrease from $\sim 10^{25} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ in the cold upper crust to $\sim 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ in the hot lower crust (e.g., Burg and Gerya, 2005). The interdependence of strain rate and viscosity tends to a steady state and, as an example, with a convergence velocity of $2 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, the viscosity drops to values of 10^{19} to $10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ within major shear zones (Burg and Gerya, 2005). Consequently, we chose to apply this range of viscosity values, constant in time and space along the thrust. In our kinematic models, the strain field is only localised along the thrust (Fig. 1) thus limiting the frictional heat production to the shear zone. In order to highlight the effects of shear heating, no additional heat source is taken into account, and the erosion is not considered so that the downgoing plate only ensures the displacement along the thrust.

The theoretical amount of heat produced (Eq. (8)) along the thrust is very sensitive to even small variations of viscosity (Fig. 5c). Considering the lowest viscosity ($\eta = 10^{19} \text{ Pa} \cdot \text{s}$) and strain rate ($\dot{\epsilon} = 3.17 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$), the resulting frictional heat produced ($H_s \approx 4 \mu\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$) is of the same order of magnitude as the maximum realistic radiogenic heat production (Table 1). A viscosity increase induces a proportional increase of shear heating along the thrust. For example, an increase of $10^{0.25} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ will typically result in an elevation of $\sim 10^{0.25} = 178\%$ of the produced heat (Fig. 5c). This way, (i) shear heating can efficiently balance the diffusive cooling of the overriding plate. For high viscosity values, the thermal gradient above the thrust

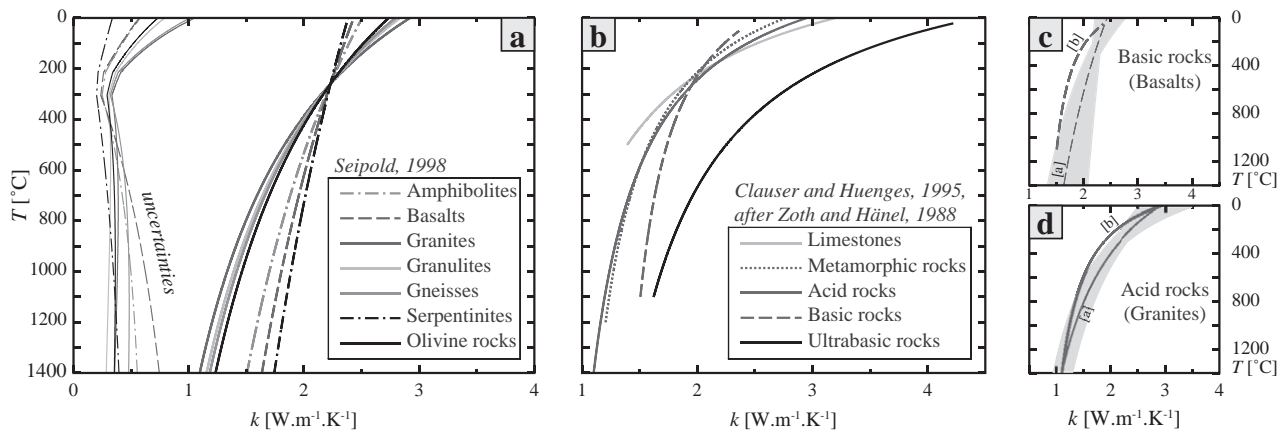


Fig. 4. Empirical thermo-dependence laws for k for various lithologies. a) Seipold (1998). Fine lines show the variations of the uncertainty for each rock type as a function of temperature. b) Clauser and Huenges (1995), after the relation proposed by Zoth and Hänel (1988). Uncertainties are unknown. c) and d) Comparison of thermo-dependence laws illustrated in (a) and (b) for two rock types: basic (c) and acid (d). Grey band is the uncertainty from (a).

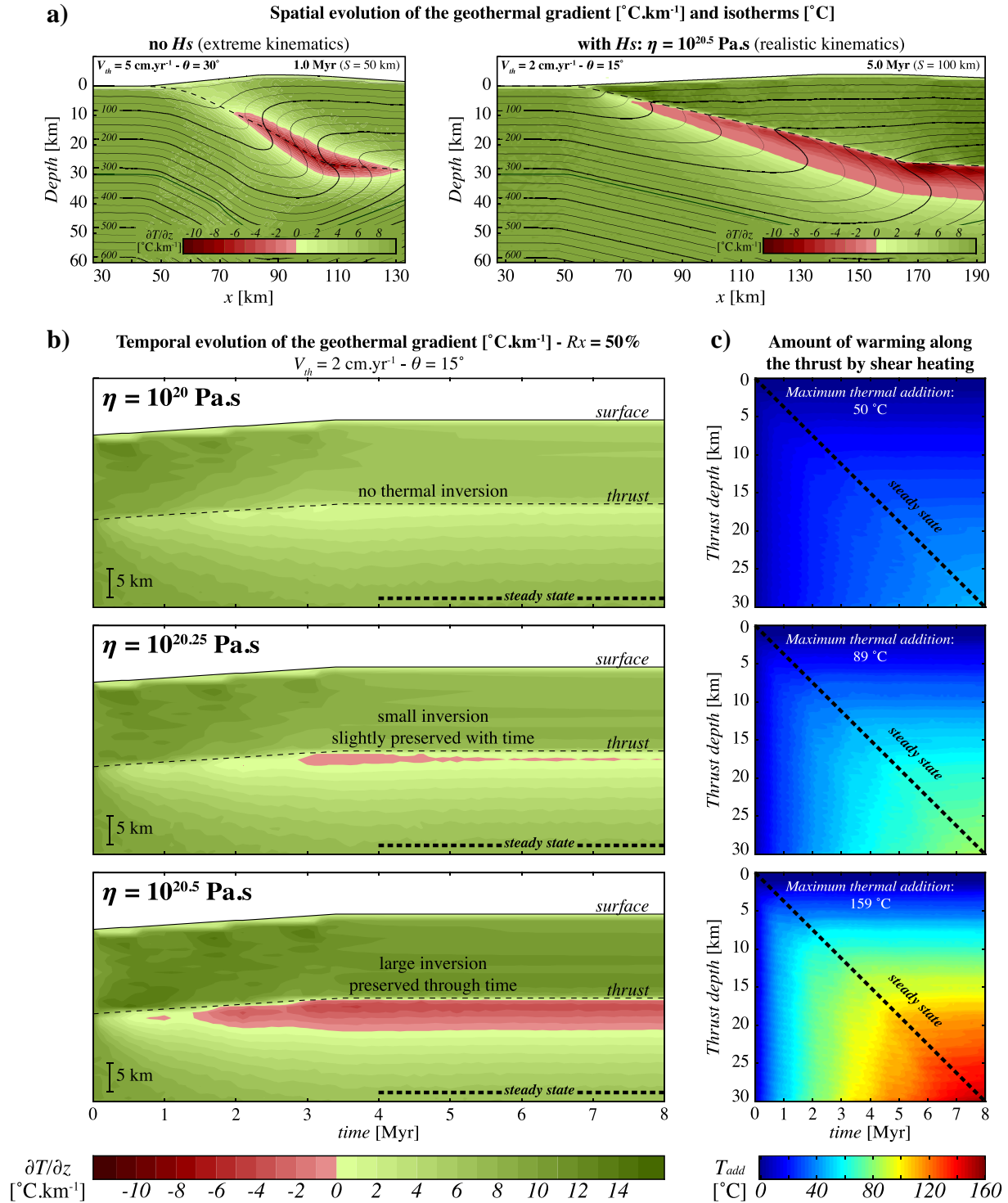


Fig. 5. a) Influence of the shear heating H_s on the spatial evolution of the geothermal gradient and isotherms, and on the location of thermal inversion. [Left] Without shear heating and under extreme kinematic conditions ($\theta = 30^{\circ}$ and $V_{th} = 5 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$). Thermal evolution 1 Myr after the thrust activity starting, i.e., at the maximum thermal inversion. [Right] Thermal evolution with shear heating at viscosity $\eta = 10^{20.5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ after 5 Myr, when the thermal steady state has been reached (kinematic conditions are: $\theta = 15^{\circ}$ and $V_{th} = 2 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$, i.e., $\dot{\epsilon} = 6.34 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$). S is the cumulative shortening. b) Temporal evolution of the geothermal gradient along a vertical profile located in the centre of the model ($R_x = 50\%$, Fig. 1) according to three different constant viscosities: $\eta = 10^{20} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\eta = 10^{20.25} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ and $\eta = 10^{20.5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. c) Corresponding thermal increment by shear heating along the thrust during its activity.

can be elevated beyond the initial crustal geotherm. Consequently, if the heating produced by shearing becomes higher than the cooling driven by the underthrusting of cold material, the surface heat flow at the top of the upper block increases during thrusting (Hartz and Podladchikov, 2008). (ii) The thermal budget at the top of the downgoing crust has two sources: the transfer by diffusion of the heat

inherited in the upper block and the shear heating along the thrust. Consequently, in the presence of shear heating, the maximum thermal perturbation appears and develops under the thrust, whereas it straddles the thrust when shear heating is not considered (Fig. 5a, b).

As shown in Fig. 6, the amount of heat produced by shearing leads to an intense thermal inversion characterised by a significant thickening of

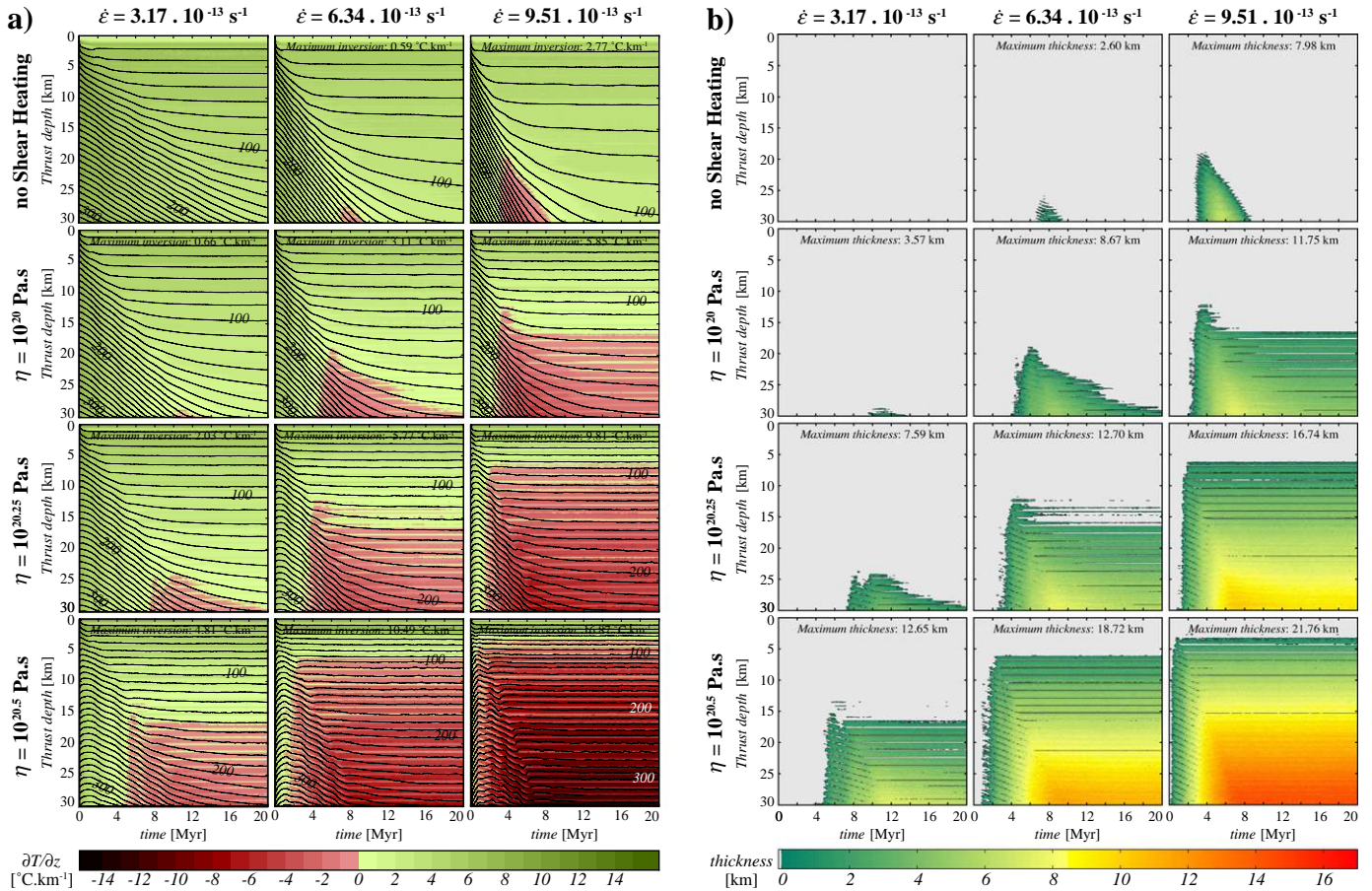


Fig. 6. Impact of shear heating on the thermal evolution along the thrust during the convergence as a function of strain rate $\dot{\epsilon}$ and viscosity η . a) Vertical thermal gradient (colour scale) and isotherms (black lines) at 1 km under the thrust, i.e., close to the maximum thermal inversion for each vertical profile across the crust. b) Vertical thickness of the area affected by the thermal inversion on each point of the thrust.

the area affected and to a long duration. Unlike the other situations considered, shear heating allows the preservation of the thermal inversion in time until the steady state under realistic kinematic settings ($V_{th} = 1\text{--}3\text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$; Figs. 5b and 6).

Thermal inversion intensities, even at shallow depths, can exceed $100\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$ and temperatures extend up to more than $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Fig. 7). Both ranges of temperatures between 500 and $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ and of thermal inversion intensities from 10 to $50\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$ are reached between 20 and 30 km depths for different combinations of viscosity and convergence velocity (Fig. 8). Consequently, shear heating alone can reproduce and preserve in time thermal features comparable to natural occurrences of inverted metamorphic sequences. Furthermore, our model suggests that, in these cases, viscosity values within the thrust zone have to range between 10^{20} and $10^{21}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (Fig. 8).

In short, for small variations of viscosity or strain rate across a thrust (constant width of the sheared area), the thermal inversion is strongly influenced by shear heating in terms of intensity, space and time location. Although shear heating does not necessarily imply an inversion, it plays a major role in the preservation of the perturbation in time.

3.5. Shear heating, accretion and radiogenic heat production competition

Accretion processes were implemented while keeping shear heating in action along the active thrust. As previously, the thrust dip angle θ was set to 15° . The convergence velocity V_{th} was fixed at $2\text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$ and no erosion process was considered. The vertical accretion velocities a tested were 1 and $2\text{ mm}\cdot\text{yr}^{-1}$ and are comparable to the values used in previous works (Bollinger et al., 2006; Huerta et al., 1996, 1998, 1999; Kidder

et al., 2013; Royden, 1993). In order to evaluate the thermal influence of accumulation of radioactive material in the accretion prism, an elevated accretion velocity ($a = 2\text{ mm}\cdot\text{yr}^{-1}$) was considered and two radiogenic profiles (Eqs. (2) and (3)) characterised by a common surface radiogenic heat production $Q_0 = 2\text{ }\mu\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ but differing in the specific depth z_r were tested: (i) a realistic configuration with $z_r = 15\text{ km}$ and (ii) an extreme case with $z_r = 30\text{ km}$ such that the whole continental crust is highly enriched in radioactive elements. Mantle flux was adapted to each thermal configuration in order to ensure a realistic initial temperature at the base of the crust between 420 and $500\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Results are synthesised in Fig. 9 in terms of maximum thermal inversion intensity and maximum temperatures reached in the thrust zone after the thermal steady state is attained. Whether we take into account accretion and radiogenic heat production or not, no significant thermal inversion occurs if the viscosity η is lower than $10^{20.25}\text{ Pa}\cdot\text{s}$. Low viscosity implying low amounts of shear heating (Eqs. (8) and (9)), it follows that, in the framework of realistic kinematic and thermal settings, it is impossible to reproduce metamorphic inversions comparable to natural observations by considering accretion processes only. Conversely, if η exceeds $10^{21}\text{ Pa}\cdot\text{s}$, temperatures and geothermal gradients within the thrust zone are excessively elevated whatever the depth considered. Thus, under a given kinematic context, the range of viscosities leading to realistic thermal inversions is relatively narrow, of the order of 10^{20} to $10^{21}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (Figs. 8 and 9).

The concomitance of accretion and shear heating implies that material previously deformed and warmed within the thrust zone is accumulated in the hanging wall while subjacent volumes are in turn sheared and heated. For low amounts of shear heating, upward heat transfer by

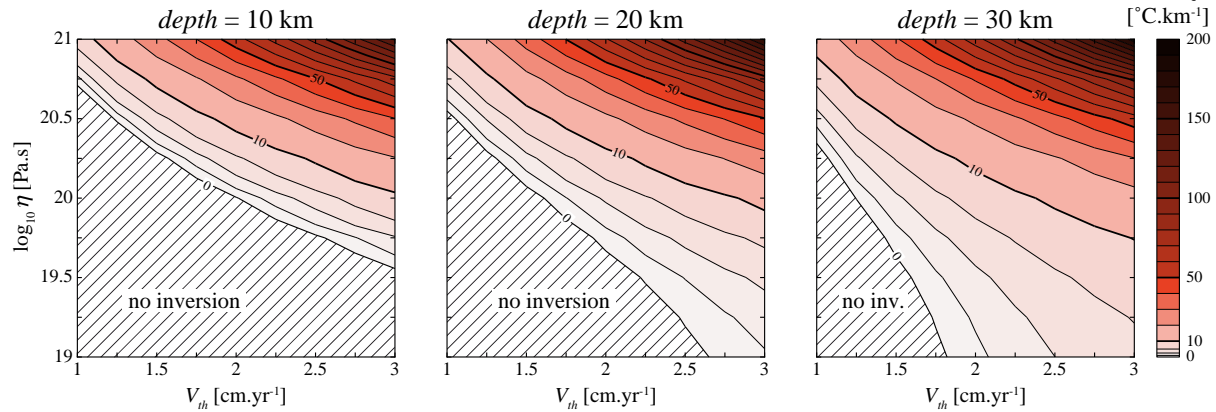
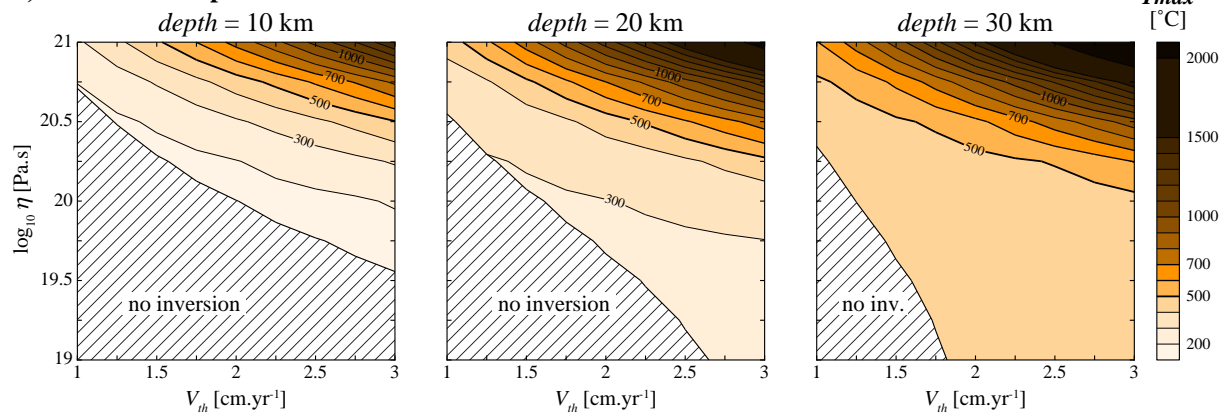
a) maximum thermal inversion intensity**b) maximum temperature**

Fig. 7. a) Maximum thermal inversion intensity reached beneath the thrust zone in the presence of shear heating and after the thermal steady state has been reached (10 Myr). Mantle heat flux is set to $40 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$ and no radiogenic heating is considered such as the initial Moho temperature is 420°C . The thrust dip angle is defined to 15° . Results are given as a function of convergence velocity V_{th} , viscosity η and depths (10, 20 and 30 km). b) Maximum temperature. Hatched areas indicate the combinations (V_{th}, η) for which no thermal inversion occurs.

accretion leads to a smaller perturbation on the geothermal gradient around the active thrust (Fig. 9a) and no change in the maximum temperatures (Fig. 9b). Conversely, when shear heating is significant, accretion of hot material efficiently reduces the heat diffusion from the thrust zone to the overriding plate. Thermal inversion in the active thrust zone is consequently more intense and this trend is more pronounced in depth. However, because the material heated in the shear zone is continuously

moved upwards out of the active shear zone, the maximum temperatures are significantly lower (e.g., about 50°C lower with a $2 \text{ mm} \cdot \text{yr}^{-1}$ accretion velocity and $\eta = 10^{20.5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ and almost 100°C lower with a $1 \text{ mm} \cdot \text{yr}^{-1}$ accretion velocity and $\eta = 10^{20.75} \text{ Pa} \cdot \text{s}$) (Fig. 9b).

Accretion of radioactive material associated with shear heating has no significant effect on the maximum intensity of thermal inversion, even if extremely radioactive crustal material is considered (Fig. 9a).

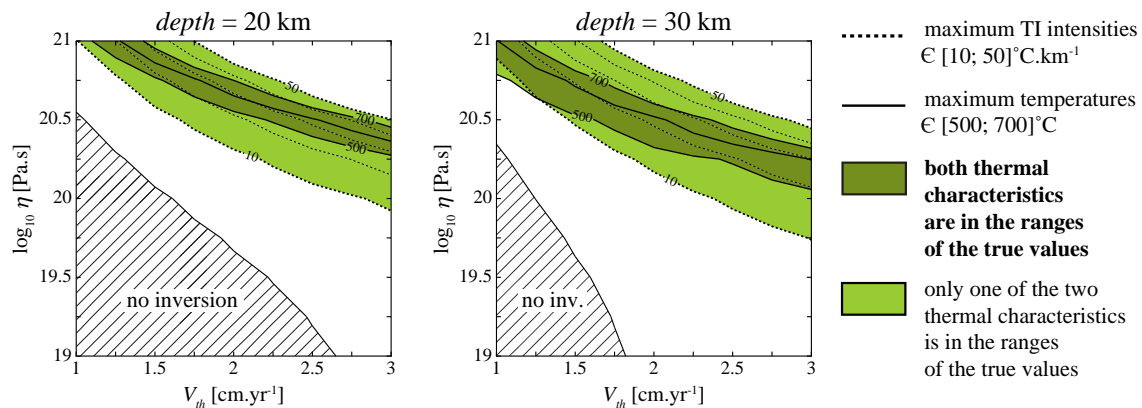


Fig. 8. Combination of maximum thermal inversion intensity and maximum temperature from results presented in Fig. 7 at 20 and 30 km depth. Ranges of values are selected with respect to the reported thermal characteristics of intracontinental inverted metamorphic sequences. Maximum temperatures are drawn for values of 500, 600 and 700°C (continuous lines). Maximum inverted geothermal gradients are represented from 10 to $50^\circ \text{C} \cdot \text{km}^{-1}$ (dashed lines). Dark green areas represent the combinations (V_{th}, η) for which both thermal characteristics are in the range of values considered as “realistic”. Hatched areas indicate the combinations (V_{th}, η) for which no thermal inversion occurs.

Because the top of the downgoing plate is highly radioactive, the maximum temperatures reached along the thrust are obviously hotter than without radiogenic heating.

In short, whatever the accretion velocity or the radiogenic heat production, even in extreme cases, none of these processes can lead to thermal inversion without shear heating in the framework of realistic kinematic and thermal settings. Furthermore, maximum thermal features in the thrust zone are more influenced by small viscosity variations than by high changes of the accretion velocity and of the amount of radiogenic heating.

3.6. Shear heating and erosion

On the one hand, surface denudation enhances the localisation of the thermal inversion at shallower depths and can lead to increased temperatures along the thrust (see Section 3.2). On the other hand, shear heating strongly influences the crustal thermal budget and highly intensifies the thermal inversion (see Sections 3.4 and 3.5). Consequently, numerical simulations taking into account both processes are necessary to complete our parametric study (Fig. 9). Here again, tests were performed with a thrust dipping 15° and a convergence velocity V_{th} of 2 cm·yr⁻¹. Accretion and radiogenic heat production were switched off. Viscosities ranged between 10¹⁹ and 10²¹ Pa·s and erosion velocity was set to $V_e = 2$ mm·yr⁻¹. This results in 38% of the thrust velocity V_{th} being ensured by the upper plate velocity V_{up} .

When the hanging wall velocity partially ensures the convergence (i.e., erosion is taken into account), maximum temperatures attained in and along the thrust zone are significantly risen (Fig. 9b). As an example, at 20 km depth, a 2 mm·yr⁻¹ erosion velocity induces an increase of the maximum temperature of 80° for $\eta = 10^{20.25}$ Pa·s, of 110° for $\eta = 10^{20.5}$ Pa·s and of 140° for $\eta = 10^{20.75}$ Pa·s. This thermal jump increases with the viscosity. More generally, the maximum temperatures recorded along the thrust for a such erosion velocity ($V_e = 2$ mm·yr⁻¹) show an increase of 10 to 18% at 30 km depth, of 20 to 25% at 20 km depth and 19 to 32% at 10 km depth. Thermal influence of erosion is thus significantly intensified when shear heating is important, whereas it is almost negligible at low frictional heat production. However, if exhumation of the overthrusting rocks favours the thermal raise, its influence is inconsiderable with regard to the thermal perturbation intensity (Fig. 9a). Erosion velocities greater than 2 mm·yr⁻¹ yield similar results and follow the same trend.

To sum up, concomitance of erosion processes with shear heating along a major thrust in realistic configurations (i.e., $V_e < V_b$) does not lead to significant variations in the maximum thermal inversion intensity. But the maximum temperatures reached along the thrust are highly increased by several tens of degrees.

4. Discussion and conclusions

Through the present parametric study, we tested and compared the relative influences of the different processes and parameters involved in

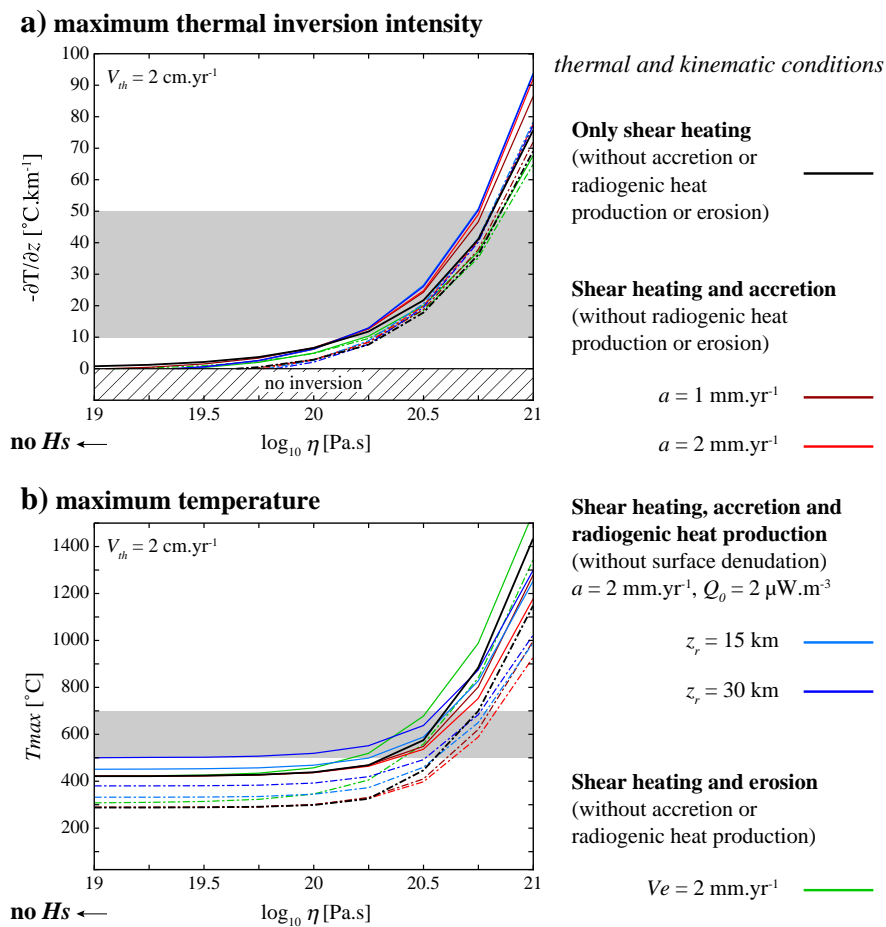


Fig. 9. a) Maximum thermal inversion intensity and b) maximum temperature from the thrust zone in the presence of shear heating, accretion processes and/or radiogenic heat production or surface denudation after 10 Myr (thermal steady state is reached). Results are given as a function of the viscosity η and are plotted for 20 km (dashed lines) and 30 km depth (continuous lines). The numerical simulations were realised at a convergence velocity V_{th} set to 2 cm·yr⁻¹, with a thrust dip angle $\theta = 15^{\circ}$ and a mantle heat flux $q_{base} = 40 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$. The grey areas correspond to the ranges of inverted thermal gradients and metamorphic peak temperatures characterising natural intracontinental inverted metamorphic sequences (see Sections 3.5 and 3.6 for details about the radiogenic, accretion and erosion conditions). Hatched area in (a) delimits the range of geothermal gradients not inverted.

the thermal evolution in space and time of the continental crust around a major thrust zone:

- (i) the kinematic configuration of the thrust, i.e., the thrust dip angle, the convergence velocity, and the distribution of the thrust velocity on both sides of the shear zone (expressed here as the erosion velocity);
- (ii) the thermal rock properties controlling the heat diffusion across the rocks, i.e., the thermal conductivity, the heat capacity and the density;
- (iii) the heat sources, i.e., the basal mantle flux, the internal radiogenic heat production, including the accretion of radioactive material, and the mechanical energy converted into heat along the thrust during its activity (shear heating).

The initial kinematic configuration plays a major role. Whereas the thermal perturbation around the thrust increases in depth with increasing burial velocity of the downgoing plate, erosion localises the perturbation towards shallower depths of the crust and significantly increases its duration. However, for identical convergence velocities, any changes in the erosion velocity do not impact the intensity and the thickness of the thermal inversion contrary to the thermal conductivity. Nevertheless, whereas a limited and transient thermal inversion can be achieved in extreme kinematic configurations, inversion is never observed in the range of reasonable (reported from nature) values of these parameters. Among all the processes and parameters tested, only shear heating allows the preservation of an intense thermal inversion through time under realistic kinematic schemes.

4.1. The thermal conductivity problem

The thermal conductivity, in the range of realistic values (i.e., between 2 and 4 $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), has a major influence on the heat transfer by diffusion and on the initial geothermal gradient. Consequently, it strongly influences the local thermal gradient during the thrust activity, and when thermal inversion occurs, the intensity of this perturbation (Appendix C). As a rule, the initial thermal structure of the lithosphere is an important parameter to take into account in the models. However, tests comparing the thermal evolution of crusts with an identical initial temperature field but different thermal conductivities (the slope of the initial geotherm is thus balanced by the amount of mantle heat flux) attest to the significant effect of k on the intensity and duration of the thermal inversion (Appendix C).

Whereas the thermal conductivity (or thermal diffusivity) is generally considered to be constant in numerical models, it strongly depends on both the lithology and the physical environment, more particularly the temperature. The choice of the k values (Maierová et al., 2012; Nabelek et al., 2010) and corresponding empirical laws chosen in the numerical thermal models are capital and can lead to significant differences of the thermal behaviour of the lithosphere. For pressures higher than 100 MPa, the pressure effect is negligible and the thermal influence dominates with a strong decrease of k of $\sim 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ for temperatures ranging from the surface to the base of the crust. Empirical thermo-dependence laws for various rock types were developed for atmospheric pressures. Empirical laws describing the evolution of k as a function of temperature under pressures higher than 100 MPa should give a better estimation of the thermal conductivity field in the crust for a given lithology. Furthermore, metamorphic reactions occurring along and across the thrust, the varying amount of fluids in the rocks and the possible associated chemical changes linked to their circulation and/or chemical diffusion have also an impact on the evolution of the thermal conductivity of a given rock. These parameters are difficult to integrate in the models at present, but may have significant effects.

4.2. Shear heating, the key parameter

Shear heating, as defined in this paper and in the majority of other numerical models, considers that the whole energy required to overcome the fault friction is converted into thermal energy. However, this is a simplification and other energy transfers should be taken into account and their influence on the formation and preservation of the inverted thermal gradient tested. (i) The energy dissipated during a continuous deformation is not entirely converted into heat but can also be used to change the physical properties of the rock inside the sheared area (e.g., the rock microstructure; Brun and Cobbold, 1980). (ii) Metamorphic reactions occurring within and astride the shear zone can significantly consume or release heat (Anderson et al., 1978; DeVore, 1983; Oxburgh and Turcotte, 1976; Peacock, 1987a, 1987b, 1990). (iii) Potential strain and gravitational energy (Kanamori and Rivera, 2006) can be transformed into pressurisation heat without displacement along the fault. Although these aspects should be taken into account in order to refine the general picture, they are not expected to modify the first-order message delivered by the modelling presented here.

Indeed, our results show that without shear heating, the occurrence of thermal inversion requires extreme kinematic configurations (e.g., Kidder et al., 2013) and is systematically transient (a few million years), and the inversion paroxysm is reached astride the thrust. In such a case, in order to preserve the trace of the thermal inversion in metamorphic parageneses (i.e., to avoid that any other metamorphic event significantly overprints the inverted record), exhumation of the whole sequence needs to be initiated during the short period of time concerned by the inversion (some Myr) and to be extremely fast with a very high associated erosion velocity. On the other hand, under realistic kinematic configurations for intracontinental thrusts (up to $3 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$), shear heating is the only parameter which allows the preservation of the thermal inversion in time until the thermal steady state. It also significantly influences the spatial location and extent of the thermal inversion: (i) frictional heating along the thrust causes the localisation of the inversion area under rather than astride the thrust, within the uppermost levels of the lower plate, and (ii) the more frictional heat is produced, the thicker is the area affected by the thermal inversion leading to inversion zones up to tens of kilometres thick. The amount of heat produced depends on the local strain rate and the shear zone viscosity (Eq. (8)). The values of both parameters, and particularly the effective viscosity, strongly influence the crustal scale thermal perturbation, especially in terms of thermal inversion intensity.

The present study attests that shear heating is the key-parameter and allows to reproduce thermal features coming from natural inverted metamorphic sequences (Fig. 8). Both the high metamorphic peak temperatures (500–700 °C at 8–11 kbar; e.g., Corrie and Kohn, 2011; Guillot, 1999; Pitra et al., 2010) and the thermal inversion intensities (generally comprised between 10 and 50 °C · km⁻¹; e.g., Kohn, 2008; Pitra et al., 2010) can be reproduced. In parallel, our results suggest that the development and preservation of such inverted metamorphic zoning in realistic kinematic and thermal setting require that the viscosity of the material involved has to be between 10²⁰ and 10²¹ Pa · s.

4.3. Applicability to the Himalayan inverted metamorphism

The MCT in the Himalayas is characterised by a dip angle of 15° (e.g., Kaneko et al., 2003) and a downgoing velocity of the Indian plate of $2 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ (e.g., Bilham et al., 1997; Lavé and Avouac, 2000). High metamorphic temperature peaks within the MCT reach 600 to 650 °C and pressure peaks are of 8 to 11 kbar (e.g., Corrie and Kohn, 2011; Guillot, 1999; Macfarlane, 1995), corresponding to depths of about 30–40 km (assuming that these pressures correspond to lithostatic pressures). In agreement with the kinematical constraints, Fig. 8 shows that shear zone viscosity of 10^{20.5} to 10^{20.6} Pa · s is required to reproduce such maximum temperatures. The corresponding steady state

thermal inversion intensity is 20 to $30 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$, hence matching the estimates extracted from Kohn (2008).

By taking into account erosion and accretion of radioactive rocks, as proposed by previous studies (e.g., Bollinger et al., 2006; Huerta et al., 1998) the range of consistent viscosities is slightly extended to $10^{20.35}$ to $10^{20.65} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ and the corresponding maximum thermal inversion intensity spreads between 20 and $40 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$ (Fig. 9). Whether or not accretion and surface denudation are considered, the thermal features of the inverted metamorphic zoning across the MCT can simply be reproduced by using shear heating and involving viscosities in the shear zone close to those commonly expected (e.g., Burg and Gerya, 2005).

Hence, our model, without pretending to explain the inverted metamorphism related to the MCT, shows that the downgoing of the Indian plate under the Himalayan belt with kinematical constraints from previous works associated with shear heating can reconcile: (i) the simultaneous increase of pressure and temperature conditions within the lower unit; (ii) the metamorphic temperature peaks recorded within the thrust zone as maximum temperatures reached and representative of the thermal steady state; (iii) the order of thermal inversion intensity and (iv) the location of such a thermal inversion mainly below and across the thrust zone. Furthermore it does not contradict the possible concomitance of accretion processes and surface denudation that, in a very lesser extent compared to shear heating, modify the characteristics of the thermal inversion.

Acknowledgements

We thank L. Le Pourhiet, T. Duret and D. May for fruitful discussions and their numerical advices. Stimulating discussions with M. Ballèvre and P. Gautier at the onset of this work were greatly appreciated. We also thank P. Tackley and D. May for the material support (ETH Brutus

cluster). This paper benefited from thoughtful and careful revisions from S. Guillot, S. Schmalholz and an anonymous reviewer.

Appendix A. Computation method complements

A.1. Continental collision vs. continental subduction

The velocity field configuration of the downgoing plate beneath the first 30 km has a negligible influence on the thermal evolution around the thrust (Fig. A.1).

A.2. Interpolation computations between nodes and particles

They are realised by using a weight interpolation scheme (Gerya, 2010) between the Lagrangian particles and the Eulerian nodes. The interpolation from particles to nodes is realised on 1 cell by using at least 25 particles per cell. This constitutes a good compromise between the time needed for interpolation calculations and the generated numerical error (Yamato et al., 2012).

A.3. Advection computations

At each time step, the velocity field corresponding to the tectonic advection (both V_{lp} and V_{up}) is computed on each particle. The velocity direction of each particle is defined as parallel to the nearest segment of the thrust. In order to avoid a sharp variation of the velocity field on particles, the thrust profile was intentionally smoothed at the border of its slanted part (Fig. 1). The magnitude and the sign of each particle velocity are defined by its location relative to the thrust. Particles are then advected by using the Runge–Kutta method. A Courant criterion maximising the advection to a half-cell by time step associated with the second-order Runge–Kutta method leads to an accurate advection

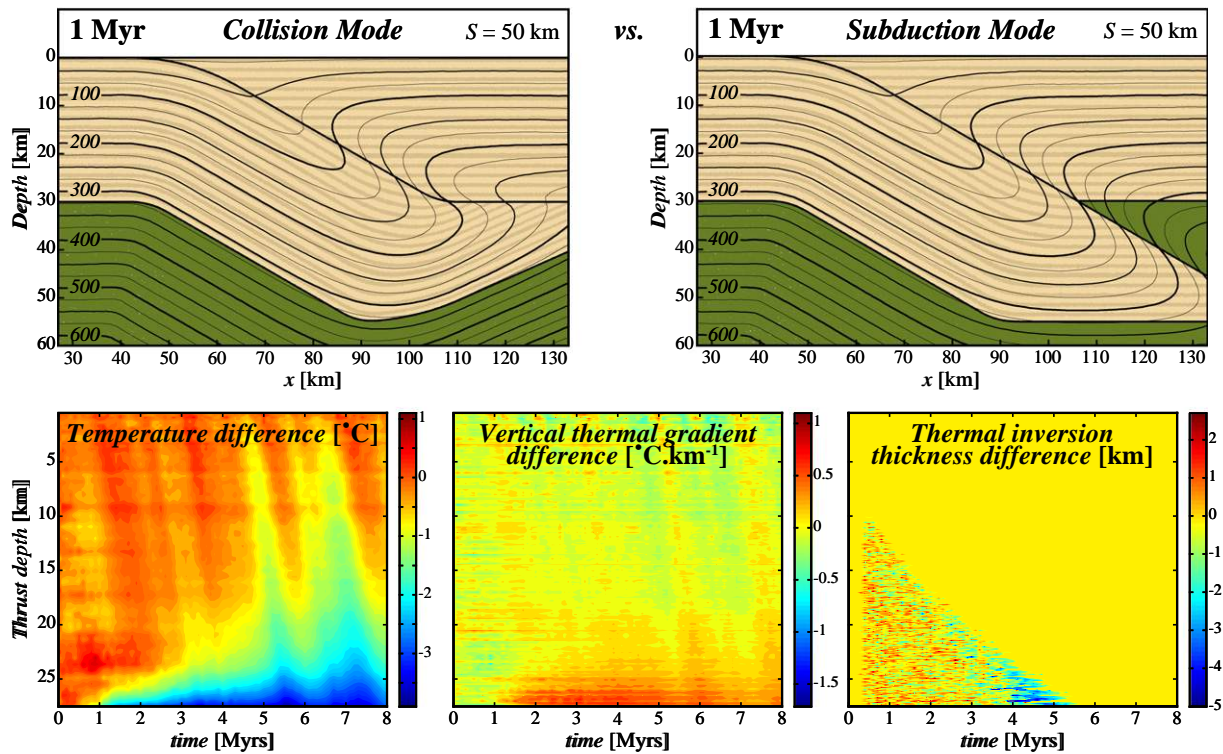


Fig. A.1. Comparison between two velocity field configurations: “Collision mode”, in which the downgoing plate lies flat under the crustal part of the upper plate, and “Subduction mode”, in which it subducts into the mantle without change of direction. Isostatic balance is switched off. In order to highlight the thermal characteristics differences between both models, computations were realised under extreme kinematic conditions: $V_{th} = 5 \text{ cm}\cdot\text{yr}^{-1}$ and $\theta = 30^\circ$. [top] Snapshots and corresponding isotherms (in $^\circ\text{C}$) of both models after a 1 Myr convergence (amount of shortening $S = 50 \text{ km}$), i.e., when the thermal inversion reached its paroxysm. [bottom] Differences of characteristic values of the thermal evolution along the thrust between the “Collision mode” and the “Subduction mode”: temperature, vertical thermal gradient and thickness of the thermal inversion, respectively from left to right. For each characteristic value, the difference between both models is minor compared to the absolute values.

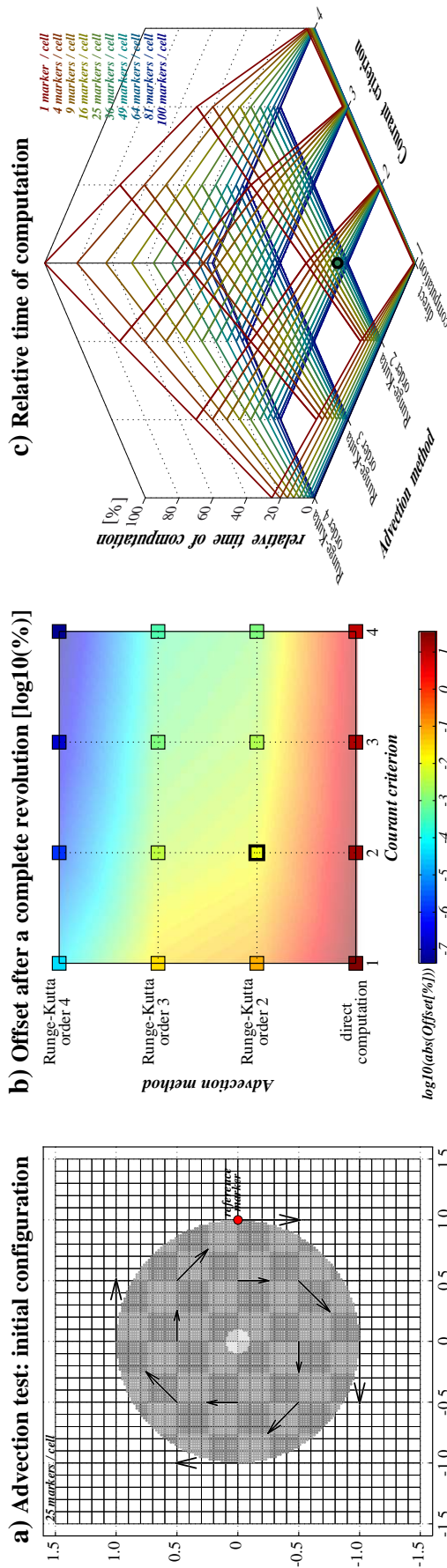


Fig. A2. Influence of the computation mode and of the Courant criterion on total advection. a) Initial test setup and corresponding velocity field. The dimensionless 2D-model represents a disc composed by regularly replaced particles. The imposed velocity field is circular in order to make the disc rotate around its centre. Time step is defined according to the Courant criterion applied on the maximum local velocity, i.e., on the disc border. For example, a Courant criterion of 3 thus maximises the advection to a third-cell by time step. A reference marker is localised on this border. Velocity field on particles was computed according to four different modes: on the one hand, direct computation is only characterised by linearly interpolating the velocity field from the nodes to the particles, while on the other hand, advection is realised according to the Runge–Kutta approximations of order 2, 3 or 4. Tests were also realised for a range of particles amount, from 1 to 100 per cell. Number of particles does not impact on the effective advection. Every test leads to a certain numerical error, i.e., the reference marker does not keep constant its distance to the centre. While direct computation is characterised by a terminal offset of about 10 to 40%, the Runge–Kutta methods allow a significant improvement of the particles advection leading to total offset of about 10^{-2} to 10^{-3} for the orders 2 and 3, and for less than 10^{-4} for the order 4. In the present test, the offset is positive for the direct computation and the 2nd order of Runge–Kutta methods, i.e., the disc tends to dilate, whereas it is negative for the other two Runge–Kutta orders. This explains why the 2nd and 3rd orders are very similar in absolute. The Courant criterion also plays a main role in numerical advection. In the present test, increasing it with a factor 2 assures the reduction of the space error (offset) of a factor 2 for the simple computation, of a factor 8 for the Runge–Kutta methods of order 2 and 3, and of a factor 32 for the 4th order. c) Relative time of computations normalised to the maximum time (i.e., for the 4th order of the Runge–Kutta approximation, with a Courant criterion of 4 and 100 particles/cell). Results are given in percents. Time of computation linearly increases with the Courant criterion, with the amount of particles and also with the order of the used Runge–Kutta method. Even if there is an important gap between the calculation times of the direct computation and the 2nd order of the Runge–Kutta approximation, the benefit of space advection precision significantly prevails. The present test reveals an advection error (offset) of only 0.0098% and an associated computation time more than 2 times lower than for the 3rd order and approximately 4 times better than for the 4th order. Consequently, these observations lead us to use a Courant criterion of 2 associated with the 2nd order of the Runge–Kutta method for a good compromise between the advection approximation and the computation time.

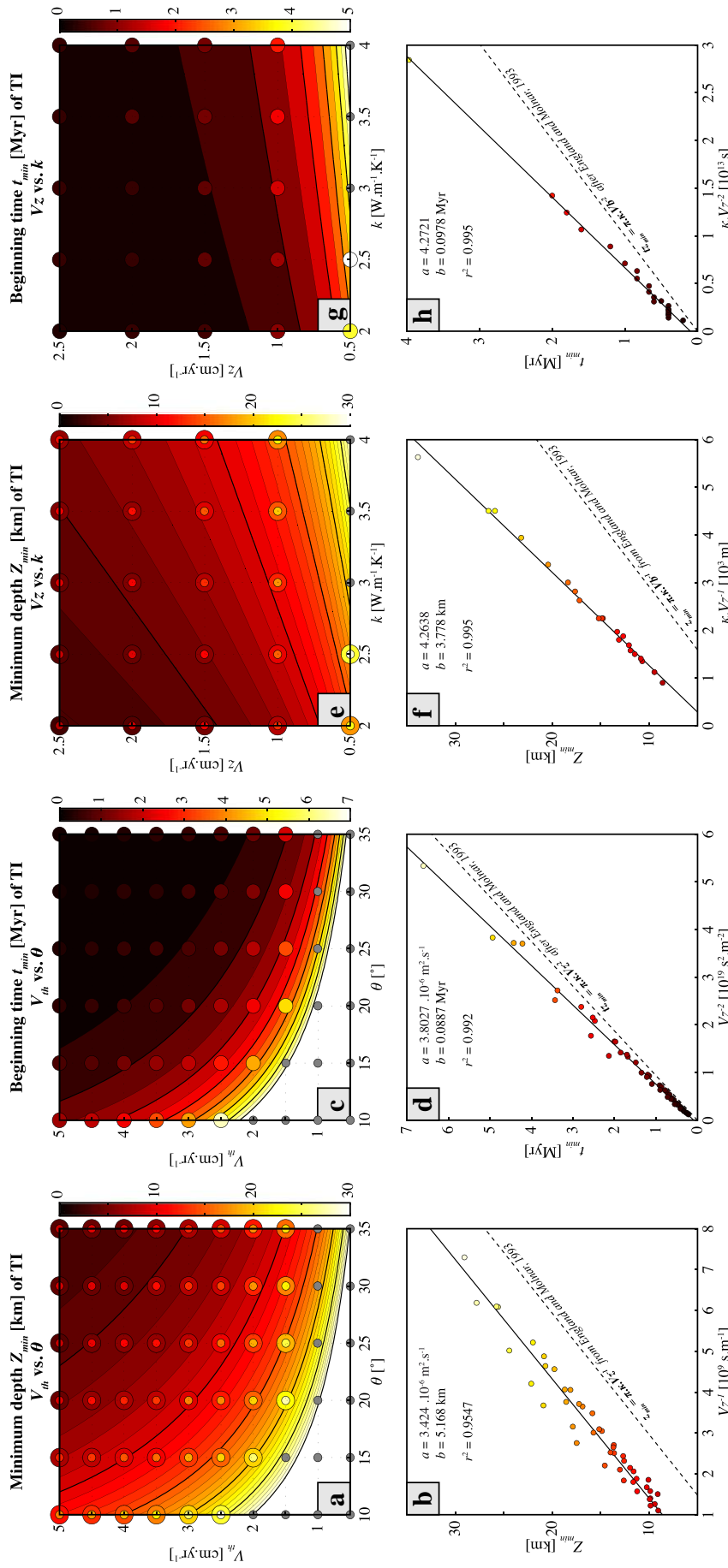


Fig. B.1. Role of the kinematic conditions (V_n and θ) and the thermal conductivity κ : validation of the numerical model with respect to analytical developments. Erosion and accretion are switched off. Rock thermal properties are set to the reference values (Table 1). a) Minimum depth Z_{min} of thermal inversion reached during the thrust activity as a function of V_n and θ . Comparison between our numerical results (coloured circles) and the analytical solution from England and Molnar (1993) (Eq. (B.2)) (background). Small circles: real computed depth. Grey points correspond to the cases where no thermal inversion occurs. Large circles: real computed depth. The linear regression is represented by the continuous line. The dashed line corresponds to the analytical solution from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background). b) Numerical Z_{min} as a function of V_n^2 (coloured circles). The linear regression is represented by the continuous line. The straight dashed line corresponds to the analytical linear law from England and Molnar (1993). c) Time t_{min} of the thermal inversion start as a function of V_n and θ . Comparison between our numerical results (coloured circles) and the analytical solution from England and Molnar (1993) (Eq. (B.2)) (background). Small circles: real computed depth. Grey points correspond to the cases where no thermal inversion occurs. Large circles: real computed depth. The linear regression is represented by the continuous line. The dashed straight line corresponds to the analytical linear law from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background). d) Numerical t_{min} as a function of V_n^2 (coloured circles). The linear regression is represented by the continuous line. The dashed straight line corresponds to the analytical linear law from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background). e) Minimum depth Z_{min} in function of V_z and k . Comparison between our numerical results (coloured circles) and the analytical solution from England and Molnar (1993) (Eq. (B.2)) (background). Grey points correspond to the cases where no thermal inversion occurs. Large circles: real computed depth. The linear regression is represented by the continuous line. The dashed straight line corresponds to the analytical linear law from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background). f) Numerical Z_{min} as a function of $\kappa.V_z^{-1}$ (coloured circles). The linear regression is represented by the continuous line. The dashed straight line corresponds to the analytical linear law from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background). g) Time t_{min} of the thermal inversion start in function of V_z and k . Comparison between our numerical results (coloured circles) and the analytical solution from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background). h) Numerical t_{min} as a function of $\kappa.V_z^{-2}$ (coloured circles). The linear regression is represented by the continuous line. The dashed straight line corresponds to the analytical linear law from England and Molnar (1993) (Eq. (B.3)) (background).

while limiting the computation time (Fig. A.2). The differences between the fourth, third and second orders of the Runge–Kutta method are negligible.

A.4. Erosion computation

To simulate erosion, each particle advected above the topography is then numerically considered as part of the atmospheric domain by changing each one of the properties it carries. This way, erosion does

not perturb the topography and consequently the crustal thickness that controls the vertical displacements linked to the isostatic balancing. The mass balance is assured by adding the corresponding amount of material laterally to the upper plate.

A.5. Thermal computations

Heat diffusion Eq. (7) is solved by using the implicit finite difference method on the Eulerian grid. Then, the computed temperature difference

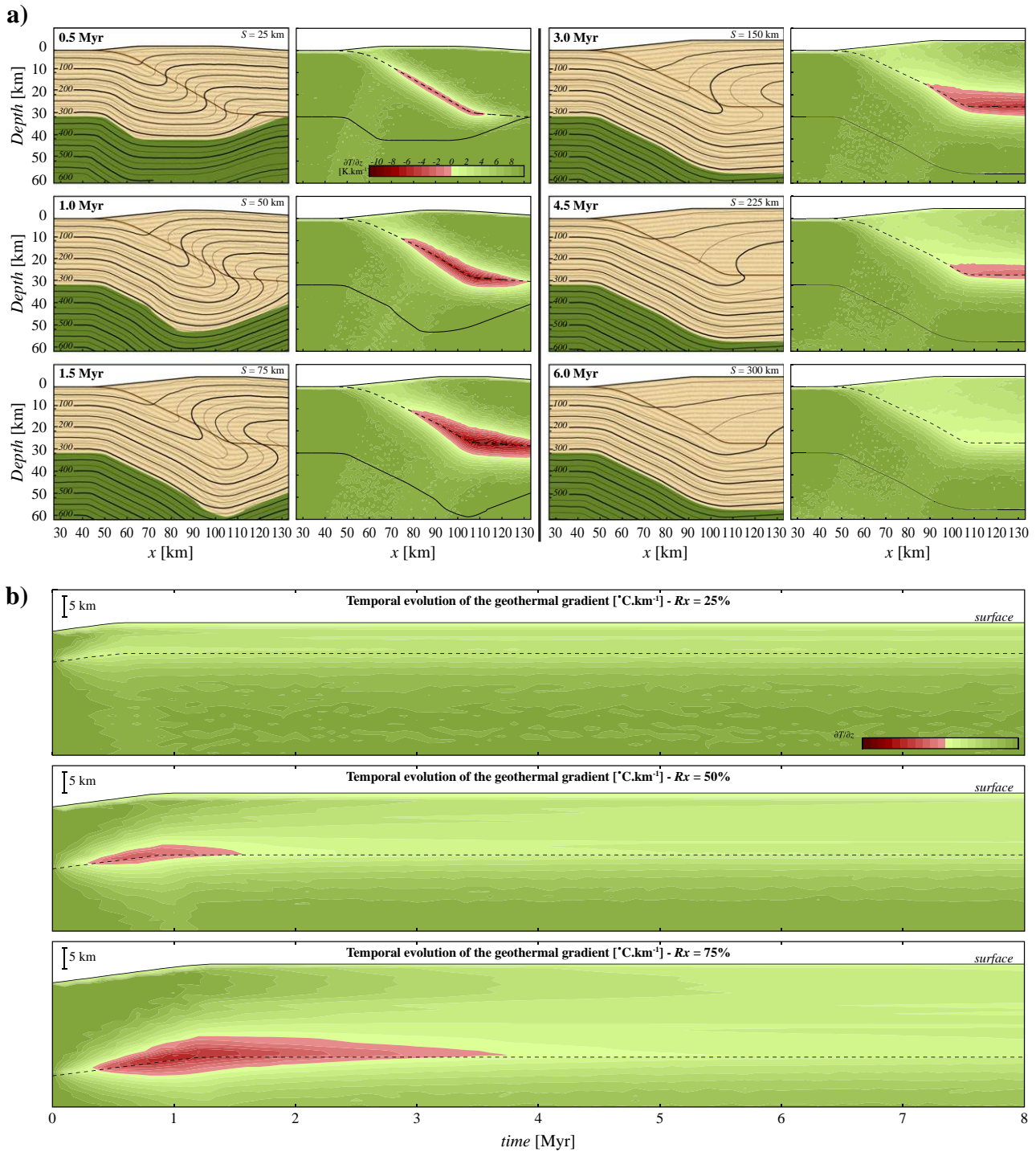


Fig. B.2. Thermal evolution for an extreme kinematic setting: $V_{th} = 5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, $\theta = 30^{\circ}$. a) Evolution during the thrust activity: geometry of the lithosphere and isotherms (left) and vertical thermal gradient (right). S is the amount of shortening. b) Temporal evolution of the geothermal gradient along 3 profiles corresponding to $Rx = 25\%$, 50% and 75% (Fig. 1). Steady state is more rapidly reached in the shallowest part of the thrust, and thermal inversion duration in depths does not exceed 6 Myr.

on nodes ΔT between the current and the previous time step is interpolated from the grid to the particles. Finally, the new temperature is computed by adding the interpolated ΔT to the previous particle temperature. By ensuring the advection by particles, this method has the advantage of defining precisely the new temperature field directly on the particles.

Appendix B. Numerical model validation

England and Molnar (1993) and Molnar and England (1990), by using a series of simplifications, proposed mathematical derivations of the fundamental equations controlling the heat transfer in the lithosphere. This way, without additional heat sources, they defined the tectonic conditions for the occurrence of a thermal inversion on each point of the thrust such as:

$$\frac{Z_f \cdot V_{th} \cdot \sin(\theta)}{\pi \cdot \kappa} \geq 1 \quad (\text{B.1})$$

where Z_f is the depth of the considered point on the fault. This can be used to provide the minimum depth Z_{\min} where thermal inversion appears:

$$Z_{\min} = \frac{\pi \cdot \kappa}{V_{th} \cdot \sin(\theta)} = \frac{\pi \cdot \kappa}{Vz} \quad (\text{B.2})$$

Considering a point in the downgoing plate located at the thrust front, it will reach the depth Z_{\min} after a time $t_{z_{\min}}$:

$$t_{z_{\min}} = \frac{Z_{\min}}{Vz} = \frac{\pi \cdot \kappa}{Vz^2} \quad (\text{B.3})$$

Whereas England and Molnar considered θ constant along the entire slanted part of the fault, θ represents here the maximum dip angle of the thrust and an exact fit with the analytical solutions (B.2) and (B.3) cannot be expected and the thermal inversion is slightly underestimated.

The numerical minimum depth Z_{\min} and start time t_{\min} of the thermal inversion as a function of V_{th} and θ show a good agreement with the general trend of the analytical values given by or deduced from

England and Molnar (1993) (Fig. B.1a, c). This consistency is confirmed by the linear regressions (Fig. B.1b, d) resulting from the set of numerical values. In spite of an overestimation of the minimum depth Z_{\min} of about 5 km, the slope of the linear regression law between Z_{\min} and Vz^{-1} is very close to the coefficient $\pi \cdot \kappa$ from Eq. (B.2) (Fig. B.1b). In the same way, the numerical times t_{\min} show also a good agreement with the trend defined by the analytical solutions for $t_{z_{\min}}$ (Eq. (B.3) and Fig. B.1c, d). Shifts between the analytical laws and linear regressions are essentially due to the smoothed thrust profile we used (Fig. 1).

Advection effects on the thermal evolution within a thrust zone can be thus described as a function of the vertical component of the thrust velocity Vz (Fig. 1). In Fig. B.1e, g, the results for a range of numerical simulations with different (Vz, k) combinations are treated in the same way as previously. Even if the slopes a relative to the linear regression laws corresponding to the minimum depth Z_{\min} and time t_{\min} (Fig. B.1f, h) of the beginning of the thermal inversion are rather far from the coefficient π predicted by England and Molnar (1993) (Eqs. (B.2) and (B.3)), both the high similarity between our two regression slopes a and the very good correlation coefficients r confirm the tendencies of the analytical equations.

Appendix C. Rock thermal properties, mantle heat flux and radiogenic heat production effects

Heat capacity C_p crustal scale thermo-dependence law, from Whittington et al. (2009) (T in K):

$$\begin{cases} C_{p_{\text{crust}}}(T < 846\text{K}) = 899.54 + 0.3864 \cdot T - 2.25 \cdot 10^{-5} \cdot T^{-2} \\ C_{p_{\text{crust}}}(T > 846\text{K}) = 1034.0 + 0.1456 \cdot T - 21.59 \cdot 10^{-5} \cdot T^{-2} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Thermal conductivity k thermo-dependence laws as a function of the lithology, from Clauser and Huenges (1995) and Zoth and Hänel (1988) (T in $^{\circ}\text{C}$):

$$\begin{cases} k_{\text{crust}}(T) = k_{\text{metamorphic}}(T) = 705/(T + 350) + 0.75 \\ k_{\text{mantle}}(T) = k_{\text{ultra-basic}}(T) = 1293/T + 350 + 0.73 \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

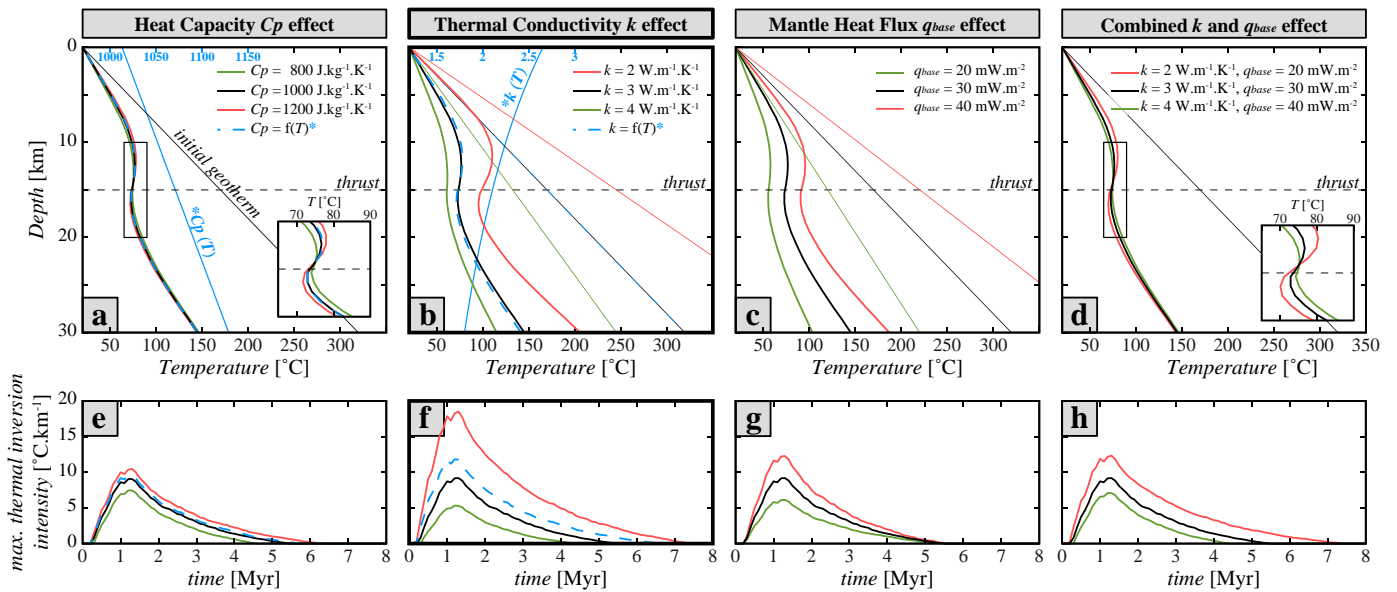


Fig. C.1. Rock thermal properties and mantle heat flux effects on the thermal inversion under extreme kinematic conditions ($V_{th} = 5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, $\theta = 30^{\circ}$). a) and e) Heat capacity C_p effects. b) and f) Thermal conductivity effects. c) and g) Mantle heat flux q_{base} effects. d) and h) Combined k and q_{base} effects, considering identical initial geotherms. [Top] Thick lines are geotherms after a 1 Myr convergence (amount of shortening $S = 50 \text{ km}$) along the central crustal profile, i.e., $Rx = 50\%$ (Fig. 1). Fine lines represent the corresponding initial geotherms. [Bottom] Evolution of the maximal intensity of the thermal inversion reached along the thrust. Solid blue lines (and numbers) show the variation of C_p and k with depth (and hence with temperature) for the initial geotherm. Dashed blue lines are the results of the corresponding simulations.

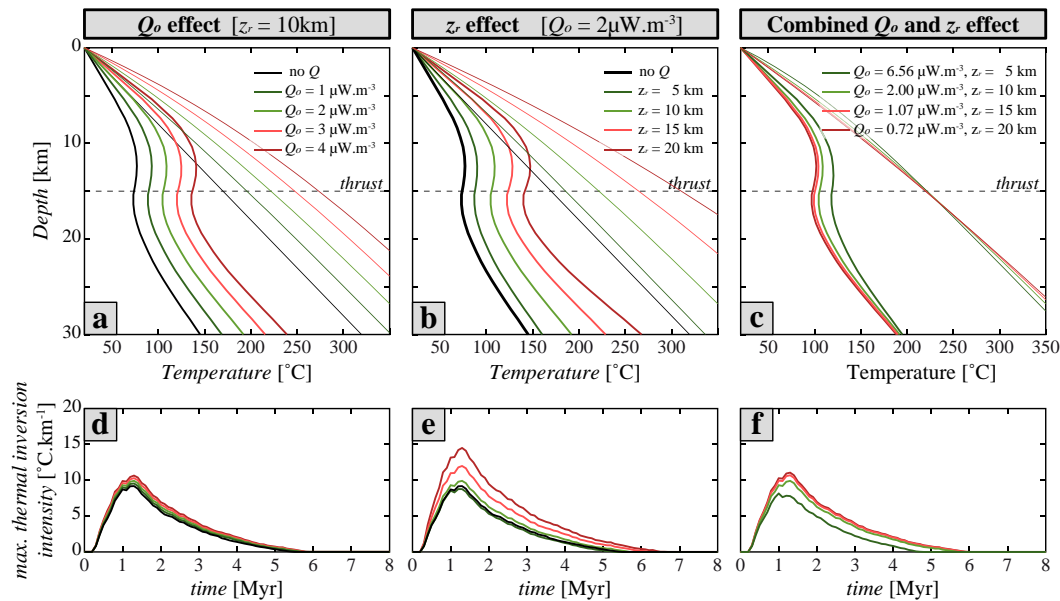


Fig. C2. Radiogenic heat production effects on the thermal inversion under extreme kinematic conditions: $V_{th} = 5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ and $\theta = 30^\circ$. a) and d) Surface radiogenic heat production Q_0 effects. b) and e) Specific depth z_r effects. c) and f) Combined Q_0 and z_r effects such as the initial mean crustal radiogenic heat productions are the same. [Top] Thick lines are geotherms after a 1 Myr convergence (amount of shortening $S = 50 \text{ km}$) along the central crustal profile, i.e., $R_x = 50\%$ (Fig. 1). Fine lines represent the corresponding initial geotherms. [Bottom] Evolution of the maximal intensity of the thermal inversion reached along the thrust.

References

- Abd El-Naby, H., Frisch, W., Hegner, E., 2000. Evolution of the Pan-African Wadi Haimur metamorphic sole, Eastern Desert, Egypt. *J. Metamorph. Geol.* 18 (6), 639–651.
- Abdulagatov, I.M., Emirov, S.N., Abdulagatova, Z.Z., Askerov, S.Y., 2006. Effect of pressure and temperature on the thermal conductivity of rocks. *J. Chem. Eng. Data* 51 (1), 22–33.
- Anderson, R.N., DeLong, S.E., Schwarz, W.M., 1978. Thermal model of subduction with dehydration in the downgoing slab. *J. Geol.* 86, 731–739.
- Andreasson, P.G., Lagerblad, B., 1980. Occurrence and significance of inverted metamorphic gradients in the western Scandinavian Caledonides. *J. Geol. Soc.* 137 (3), 219–230.
- Arenas, R., Rubio Pascual, F.J., Diaz Garcia, F., Martinez Catalan, J.R., 1995. High-pressure micro-inclusions and development of an inverted metamorphic gradient in the Santiago Schists (Ordennes Complex, NW Iberian Massif, Spain): evidence of subduction and syn-collisional decompression. *J. Metamorph. Geol.* 13 (2), 141–164.
- Arita, K., 1983. Origin of the inverted metamorphism of the lower Himalayas, Central Nepal. *Tectonophysics* 95 (1–2), 43–60.
- Ballèvre, M., Bosse, V., Ducassou, C., Pitra, P., 2009. Palaeozoic history of the Armorican Massif: models for the tectonic evolution of the suture zones. *C. R. Geosci.* 341, 174–201.
- Beaumont, C., Jamieson, R.A., Nguyen, M.H., Lee, B., 2001. Himalayan tectonics explained by extrusion of a low-viscosity crustal channel coupled to focused surface denudation. *Nature* 414 (6865), 738–742.
- Beaumont, C., Jamieson, R.A., Nguyen, M.H., Medvedev, S., 2004. Crustal channel flows: 1. Numerical models with applications to the tectonics of the Himalayan–Tibetan orogen. *J. Geophys. Res.* 109, B06406.
- Bilham, R., Larson, K., Freymueller, J., 1997. GPS measurements of present-day convergence across the Nepal Himalaya. *Nature* 386 (6620), 61–64.
- Bollinger, L., Henry, P., Avouac, J.P., 2006. Mountain building in the Nepal Himalaya: thermal and kinematic model. *Earth Planet. Sci. Lett.* 244, 58–71.
- Brun, J.P., Cobbold, P.R., 1980. Strain heating and thermal softening in continental shear zones: a review. *J. Struct. Geol.* 2 (1/2), 149–158.
- Brunel, M., Kienast, J.R., 1986. Etude pétro-structurale des chevauchements ductiles himalayens sur la transversale de l'Everest-Makalu (Népal oriental). *Can. J. Earth Sci.* 23, 1117–1137.
- Burg, J.P., Gerya, T.V., 2005. The role of viscous heating in Barrovian metamorphism of collisional orogens: thermomechanical models and application to the Lepontine Dome in the Central Alps. *J. Metamorph. Geol.* 23, 75–95.
- Burg, J.P., Schmalholz, S.M., 2008. Viscous heating allows thrusting to overcome crustal-scale buckling: numerical investigation with application to the Himalayan syntaxes. *Earth Planet. Sci. Lett.* 274, 189–203.
- Burg, J.P., Leyreloup, A., Marchand, J., Matte, P., 1984. Inverted metamorphic zonation and large-scale thrusting in the Variscan Belt: an example in the French Massif Central. *Geol. Soc. Lond. Spec. Publ.* 14 (1), 47–61.
- Caddick, M.J., Bickle, M.J., Harris, N.B.W., Holland, T.J.B., Horstwood, M.S.A., Parrish, R.R., Ahmad, T., 2007. Burial and exhumation history of a Lesser Himalayan schist: Recording the formation of an inverted metamorphic sequence in NW India. *Earth Planet. Sci. Lett.* 264, 375–390.
- Camiré, G., 1995. Development of inverted metamorphic gradient in the internal domain of the Taconian belt, Gaspé Peninsula. *Can. J. Earth Sci.* 32, 37–51.
- Carter, N.L., Tsenn, M.C., 1987. Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics* 136 (1–2), 27–63.
- Čermák, V., Rybach, L., 1982. Thermal conductivity and specific heat of minerals and rocks. In: Angenheister, G. (Ed.), *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group V (Geophysics and Space Research), Volume Ia, (Physical Properties of Rocks)*. Springer, Berlin-Heidelberg, pp. 305–343.
- Chester, J.S., Chester, F.M., Kronenberg, A.K., 2005. Fracture surface energy of the Punchbowl fault, San Andreas system. *Nature* 437 (7055), 133–136.
- Clauser, C., Huenges, E., 1995. Thermal conductivity of rocks and minerals. *AGU Reference Shelf 3 Rock Physics and Phase Relations. A Handbook of Physical Constants*, pp. 105–125.
- Corrie, S.L., Kohn, M.J., 2011. Metamorphic history of the central Himalaya, Annapurna region, Nepal, and implications for tectonic models. *Geol. Soc. Am. Bull.* 123 (9–10), 1863–1879.
- Crough, S.T., 1977. Isostatic rebound and power-law flow in the asthenosphere. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 50 (3), 723–738.
- DeVore, G.W., 1983. Relations between subduction, slab heating, slab dehydration and continental growth. *Lithos* 16 (4), 255–263.
- England, P., Molnar, P., 1993. The interpretation of inverted metamorphic isograds using simple physical calculations. *Tectonics* 12 (1), 145–157.
- England, P.C., Thompson, A.B., 1984. Pressure–temperature–time paths of regional metamorphism. I. Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust. *J. Petrol.* 25 (4), 894–928.
- Frank, W., Hoinkes, G., Miller, C., Purtscheller, F., Richter, W., Thöni, M., 1973. Relations between metamorphism and orogeny in a typical section of the Indian Himalayas. *Tschermak Mineral. Petrogr. Mitt.* 20 (4), 303–332.
- Gerya, T.V., 2010. *Introduction to Numerical Geodynamic Modelling*. Cambridge University Press, New York.
- Gibson, H.D., Brown, R.L., Parrish, R.R., 1999. Deformation-induced inverted metamorphic field gradients: an example from the southeastern Canadian Cordillera. *J. Struct. Geol.* 21, 751–767.
- Goetze, C., Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 59 (3), 463–478.
- Graham, C.M., England, P.C., 1976. Thermal regimes and regional metamorphism in the vicinity of overthrust faults: an example of shear heating and inverted metamorphic zonation from southern California. *Earth Planet. Sci. Lett.* 31, 142–152.
- Grujic, D., Casey, M., Davidson, C., Hollister, L.S., Kündig, R., Pavlis, T.L., Schmid, S.M., 1996. Ductile extrusion of the Higher Himalayan Crystalline in Bhutan: evidence from quartz microfabrics. *Tectonophysics* 260, 21–43.
- Guillot, S., 1999. An overview of the metamorphic evolution of central Nepal. In: Upreti, B.N., Le Fort, P. (Eds.), *Geology of Nepal*. Journal of Asian Earth Sciences, 17, pp. 713–725.
- Hacker, B.R., 1991. The role of deformation in the formation of metamorphic gradients: ridge subduction beneath the Oman Ophiolite. *Tectonics* 10 (2), 455–473.
- Harrison, T.M., Ryerson, F.J., Le Fort, P., Yin, A., Lovera, O.M., Catlos, E.J., 1997. A late Miocene–Pliocene origin for the central Himalayan inverted metamorphism. *Earth Planet. Sci. Lett.* 146, E1–E7.
- Harrison, T.M., Grove, M., Lovera, O.M., Catlos, E.J., 1998. A model for the origin of Himalayan anatexis and inverted metamorphism. *J. Geophys. Res.* 103 (B11), 27017–27032.

- Harrison, T.M., Grove, M., Lovera, O.M., Catlos, E.J., d'Andrea, J., 1999. The origin of Himalayan anatexis and inverted metamorphism: models and constraints. *J. Asian Earth Sci.* 17, 755–772.
- Hartz, E.H., Podladchikov, Y.Y., 2008. Toasting the jelly sandwich: the effects of shear heating on lithospheric geotherms and strength. *Geology* 36, 331–334.
- Henry, P., Le Pichon, X., Goffé, B., 1997. Kinematic, thermal and petrological model of the Himalayas: constraints related to metamorphism within the underthrust Indian crust and topographic elevation. *Tectonophysics* 273 (1–2), 31–56.
- Hofmeister, A.M., 2007. High-pressure geoscience special feature: pressure dependence of thermal transport properties. *Proc. Natl. Acad. Sci.* 104 (22), 9192–9197.
- Horai, K., Susaki, J., 1989. The effect of pressure on the thermal conductivity of silicate rocks up to 12 kbar. *Phys. Earth Planet. Inter.* 55 (3–4), 292–305.
- Hubbard, M.S., 1989. Thermobarometric constraints on the thermal history of the Main Central Thrust Zone and Tibetan Slab, eastern Nepal Himalaya. *J. Metamorph. Geol.* 7 (1), 19–30.
- Huerta, A.D., Royden, L.H., Hodges, K.V., 1996. The interdependence of deformational and thermal processes in mountain belts. *Science* 273, 637–639.
- Huerta, A.D., Royden, L.H., Hodges, K.V., 1998. The thermal structure of collisional orogens as a response to accretion, erosion, and radiogenic heating. *J. Geophys. Res. Solid Earth* 103, 15287–15302.
- Huerta, A.D., Royden, L.H., Hodges, K.V., 1999. The effects of accretion, erosion and radiogenic heat on the metamorphic evolution of collisional orogens. *J. Metamorph. Geol.* 17, 349–366.
- Jain, A.K., Manickavasagam, R.M., 1993. Inverted metamorphism in the intracontinental ductile shear zone during Himalayan collision tectonics. *Geology* 21 (5), 407.
- Jamieson, R.A., 1986. P–T paths from high temperature shear zones beneath ophiolites. *J. Metamorph. Geol.* 4 (1), 3–22.
- Jamieson, R.A., Beaumont, C., Hamilton, J., Fulsack, P., 1996. Tectonic assembly of inverted metamorphic sequences. *Geology* 24 (9), 839–842.
- Jamieson, R.A., Beaumont, C., Medvedev, S., Nguyen, M.H., 2004. Crustal channel flows: 2. Numerical models with implications for metamorphism in the Himalayan–Tibetan orogen. *J. Geophys. Res.* 109, B06407.
- Johnson, M.R.W., Strachan, R.A., 2006. A discussion of possible heat sources during nappe stacking: the origin of Barrovian metamorphism within the Caledonian thrust sheets of NW Scotland. *J. Geol. Soc.* 163 (4), 579–582.
- Kanamori, H., Rivera, L., 2006. Energy partitioning during an earthquake. *Geophysical Monograph, Series 170, Earthquakes: Radiated Energy and the Physics of Faulting* 3–13.
- Kaneko, Y., Katayama, I., Yamamoto, H., Misawa, K., Ishikawa, M., Rehman, H.U., Kausar, A.B., Shiraishi, K., 2003. Timing of Himalayan ultrahigh-pressure metamorphism: sinking rate and subduction angle of the Indian continental crust beneath Asia. *J. Metamorph. Geol.* 21 (6), 589–599.
- Kidder, S., Ducea, M.N., 2006. High temperatures and inverted metamorphism in the schist of Sierra de Salinas, California. *Earth Planet. Sci. Lett.* 241, 422–437.
- Kidder, S.B., Herman, F., Saleeby, J., Avouac, J.P., Ducea, M.N., Chapman, A., 2013. Shear heating not a cause of inverted metamorphism. *Geology*. <http://dx.doi.org/10.1130/G34289.1>.
- Kohn, M.J., 2008. P–T–t data from central Nepal support critical taper and repudiate large-scale channel flow of the Greater Himalayan sequence. *Geol. Soc. Am. Bull.* 120 (3/4), 259–273.
- Kukkonen, I.T., Jokinen, J., Seipold, U., 1999. Temperature and pressure dependencies of thermal transport properties of rocks: implications for uncertainties in thermal lithosphere models and new laboratory measurements of high-grade rocks in the central Fennoscandian shield. *Surv. Geophys.* 20, 33–59.
- Lachenbruch, A.H., Sass, J.H., 1980. Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone. *J. Geophys. Res.* 85 (B11), 6185–6222.
- Lavé, J., Avouac, J.P., 2000. Active folding of fluvial terraces across the Siwaliks Hills, Himalayas of central Nepal. *J. Geophys. Res.* 105 (B3), 5735–5770.
- LeFort, P., 1975. Himalayas: the collided range – present knowledge of the continental arc. *Am. J. Sci.* 275 (A), 1–44.
- Macfarlane, A.M., 1995. An evaluation of the inverted metamorphic gradient at Langtang National Park, Central Nepal Himalaya. *J. Metamorph. Geol.* 13 (5), 595–612.
- Maierová, P., Chust, T., Steinle-Neumann, G., Čadek, O., Čížková, H., 2012. The effect of variable thermal diffusivity on kinematic models of subduction. *J. Geophys. Res.* 117 (B7).
- Mason, R., 1984. Inverted isograds at Sulitjelma, Norway: the result of shear-zone deformation. *J. Metamorph. Geol.* 2, 77–82.
- Meissner, R., Mooney, W., 1998. Weakness of the lower continental crust: a condition for delamination, uplift, and escape. *Tectonophysics* 296 (1–2), 47–60.
- Minear, J.W., Tóksöz, M.N., 1970. Thermal regime of a downgoing slab. *Tectonophysics* 10 (1–3), 367–390.
- Molnar, P., England, P., 1990. Temperatures, heat flux, and frictional stress near major thrust faults. *J. Geophys. Res.* 95 (B4), 4833–4856.
- Nabelek, P.I., Whittington, A.G., Hofmeister, A.M., 2010. Strain heating as a mechanism for partial melting and ultrahigh temperature metamorphism in convergent orogens: implications of temperature-dependent thermal diffusivity and rheology. *J. Geophys. Res.* 115 (B12), B12417.
- Osako, M., Ito, E., Yoneda, A., 2004. Simultaneous measurements of thermal conductivity and thermal diffusivity for garnet and olivine under high pressure. *Phys. Earth Planet. Inter.* 143–144, 311–320.
- Oxburgh, E., Turcotte, D., 1976. The physico-chemical behaviour of the descending lithosphere. *Tectonophysics* 32 (1–2), 107–128.
- Pavlis, T.L., 1986. The role of strain heating in the evolution of megathrusts. *J. Geophys. Res.* 91 (B12), 12407–12422.
- Peacock, S.M., 1987a. Creation and preservation of subduction-related inverted metamorphic gradients. *J. Geophys. Res.* 92 (B12), 12763–12781.
- Peacock, S.M., 1987b. Thermal effects of metamorphic fluids in subduction zones. *Geology* 15 (11), 1057.
- Peacock, S.M., 1990. Numerical simulation of metamorphic pressure–temperature–time paths and fluid production in subducting slabs. *Tectonics* 9 (5), 1197.
- Pitra, P., Ballèvre, M., Ruffet, G., 2010. Inverted metamorphic field gradient towards a Variscan suture zone (Champtoceaux Complex, Armorican Massif, France). *J. Metamorph. Geol.* 28, 183–208.
- Platt, J.P., 1975. Metamorphic and deformational processes in the Franciscan Complex, California: some insights from the Catalina Schist terrane. *Geol. Soc. Am. Bull.* 86 (10), 1337–1347.
- Ranalli, G., Murphy, D.C., 1987. Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics* 132 (4), 281–295.
- Royden, H.L., 1993. The steady state thermal structure of eroding orogenic belts and accretionary prisms. *J. Geophys. Res.* 98, 4487–4507.
- Ruppel, C., Hodges, K.V., 1994. Pressure–temperature–time paths from two-dimensional thermal models: prograde, retrograde, and inverted metamorphism. *Tectonics* 13, 17–44.
- Scholz, C.H., 1980. Shear heating and the state of stress on faults. *J. Geophys. Res.* 85, 6174–6184.
- Searle, M.P., Rex, A.J., 1989. Thermal model for the Zaskar Himalaya. *J. Metamorph. Geol.* 7, 127–134.
- Seipold, U., 1992. Depth dependence of thermal transport properties for typical crustal rocks. *Phys. Earth Planet. Inter.* 69, 299–303.
- Seipold, U., 1995. The variation of thermal transport properties in the Earth's crust. *J. Geodyn.* 20 (2), 145–154.
- Seipold, U., 1998. Temperature dependence of thermal transport properties of crystalline rocks – a general law. *Tectonophysics* 291 (1–4), 161–171.
- Shi, Y., Wang, C.Y., 1987. Two-dimensional modeling of the P–T–t paths of regional metamorphism in simple overthrust terranes. *Geology* 15, 1048–1051.
- Sinha-Roy, S., 1982. Himalayan main central thrust and its implications for Himalayan inverted metamorphism. *Tectonophysics* 84 (2–4), 197–224.
- Stephenson, B.J., Waters, D.J., Searle, M.P., 2000. Inverted metamorphism and the Main Central Thrust: field relations and thermobarometric constraints from the Kishitwar Window, NW Indian Himalaya. *J. Metamorph. Geol.* 18, 571–590.
- Štípská, P., Schulmann, K., 1995. Inverted metamorphic zonation in a basement-derived nappe sequence: eastern margin of the Bohemian Massif. *Geol. J.* 30, 385–413.
- Tóksöz, M.N., Minear, J.W., Julian, B.R., 1971. Temperature field and geophysical effects of a downgoing slab. *J. Geophys. Res.* 76 (5), 1113–1138.
- Turcotte, D.L., Schubert, G., 2002. *Geodynamics*, 2nd edition. Cambridge University Press.
- Voosten, H.D., Schellschmidt, R., 2003. Influence of temperature on thermal conductivity, thermal capacity and thermal diffusivity for different types of rock. *Phys. Chem. Earth* 28, 499–509.
- Waples, D., Waples, J., 2004. A review and evaluation of specific heat capacities of rocks, minerals, and subsurface fluids. Part 1: minerals and nonporous rocks. *Nat. Resour. Res.* 13 (2), 97–122.
- Watkins, K.P., 1985. Geothermometry and geobarometry of inverted metamorphic zones in the W central Scottish Dalradian. *J. Geol. Soc.* 142 (1), 157–165.
- Whittington, A.G., Hofmeister, A.M., Nabelek, P.I., 2009. Temperature-dependent thermal diffusivity of the Earth's crust and implications for magmatism. *Nature* 458, 319–321.
- Williams, H., Smyth, W.R., 1973. Metamorphic aureoles beneath ophiolite suites and alpine peridotites; tectonic implications with west Newfoundland examples. *Am. J. Sci.* 273 (7), 594–621.
- Yamato, P., Tartèse, R., Duret, T., May, D.A., 2012. Numerical modelling of magma transport in dykes. *Tectonophysics* 526–529, 97–109.
- Zoth, G., Hänel, R., 1988. Thermal conductivity. In: Hänel, R., Rybach, L., Stegena, L.K. (Eds.), *Handbook of Terrestrial Heat Flows Density Determination*. Dordrecht, pp. 449–468.

2.3 Vers une généralisation de l'étude du budget thermique autour des zones de cisaillement

Au travers de l'étude développée dans l'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013, page 19), l'ensemble des processus et paramètres mis en jeu dans l'évolution du champ thermique autour d'une zone de chevauchement majeure a été testé. Parmi eux, la compétition de trois processus contrôle directement la mise en place d'une inversion thermique :

- Le transport de la chaleur par **diffusion**, qui tend à amoindrir les perturbations spatiales du champ thermique. La conductivité thermique k , dans sa gamme de variabilité, joue notamment un rôle important. Un domaine faiblement conducteur, de part sa nature lithologique ou sa température élevée (Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 4), permet la préservation de l'anomalie thermique tout en la confinant aux abords de la zone de cisaillement (*e.g.*, Nabelek *et al.*, 2010 ; Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 3).
- Le transport thermique par **advection**, assuré par le déplacement relatif des deux blocs le long de la zone de cisaillement. La façon dont la direction et l'intensité du champ cinématique recoupe le gradient thermique initial, *i.e.* la composante verticale V_z de la vitesse de déplacement relatif entre les deux blocs, joue un rôle majeur dans la mise en place d'une perturbation thermique d'origine advective (*e.g.*, England et Molnar, 1993 ; Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. B.1). Cette inversion est caractéristique par son établissement de part et d'autre du chevauchement, symétriquement à la zone de cisaillement où elle atteint son maxima d'intensité (Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. B.2). Néanmoins, pour s'établir significativement, elle requiert une composante V_z au moins supérieure à 0.5 cm.an^{-1} , non-réaliste vis-à-vis du contexte intra-continentale. En outre, quelque soit le schéma cinématique, l'inversion n'est pas préservée.
- La **production de chaleur interne**, qui regroupe notamment le shear heating généré au cœur de la zone de cisaillement active et la production de chaleur radiogénique. Cette dernière joue un rôle négligeable sur la naissance d'une inversion thermique. En revanche, le shear heating H_s s'avère l'unique processus permettant l'apparition et la préservation d'une intense inversion thermique, rendant alors compte de l'importance majeure de la variabilité sur plusieurs ordres de grandeur de la viscosité η (Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 6). Cette inversion se concentre alors très majoritairement dans le bloc inférieur avec une intensification croissante vers la base de la zone de cisaillement (Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 5).

Enfin, dans les modèles, les vitesses d'érosion et d'accrétion correspondent schématiquement à des champs vectoriels homogènes surimposés au champ cinématique. Ces phénomènes déplacent ainsi les masses thermiques par rapport au schéma de référence. Tous deux s'avèrent négligeables quant au développement d'une inversion thermique, notamment au regard de l'influence du shear heating (Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 9).

La composante de vitesse due à l'érosion correspond à la vitesse absolue de déplacement du bloc supérieur, parallèle donc au chevauchement. Orientée vers la surface, elle mobilise donc la perturbation thermique vers les niveaux supérieurs (Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 2). L'inversion est alors affectée par les conditions thermiques de surface où elle est "neutralisée" par l'intensification du gradient thermique normal due à la dénudation continue.

Au contraire, le processus d'accrétion se manifeste par un vecteur vitesse horizontal traduisant ainsi un déplacement de la zone de cisaillement active, *i.e.* la reprise successive de l'activité convergente par différents chevauchements frontaux. L'accrétion ne peut donc pas être prise en compte dans la compréhension de l'évolution thermique d'un chevauchement unique.

L'évolution du champs thermique et le possible développement d'une perturbation thermique significative aux abords d'une zone de chevauchement unique tient donc principalement de la compétition entre trois processus thermiques : la diffusion, l'advection et le shear heating. La diffusion tend à l'homogénéisation du champs du gradient thermique alors que l'advection et le shear heating engendrent des perturbations aux signatures thermiques distinctes dans l'espace. Ces deux processus favorisent l'inversion thermique au sommet du bloc inférieur. Au contraire, le bloc supérieur ne peut se caractériser par une inversion significative que si sa base subit un refroidissement conséquent et durable induit par le transport advectif le long du chevauchement. Le shear heating, au contraire, réchauffe la zone de chevauchement et ses alentours, tendant alors à neutraliser l'effet perturbateur de l'advection dans le bloc supérieur, voire à intensifier le gradient thermique normal.

Les modèles numériques thermo-cinématiques 2-D présentés précédemment (article 1, Duprat-Oualid *et al.*, 2013) révèlent la complexité de l'évolution thermique aux abords des zones de chevauchement d'échelle lithosphérique. Dans le chapitre suivant, je propose d'examiner la compétition des influences respectives de la diffusion, de l'advection et du shear heating sur le budget thermique aux abords de tout type de zone de cisaillement lithosphérique (*i.e.*, chevauchement, détachement, décrochement).

Chapitre 3

Budget thermique aux abords des zones de cisaillement d'échelle lithosphérique : analyse dimensionnelle de premier ordre

Sommaire

3.1	Introduction - Résumé de l'Article 2	45
3.2	Analyse dimensionnelle du budget thermique autour des zones de cisaillement lithosphériques - Article 2	47
3.3	Prédictions complémentaires du budget thermique	60
3.3.1	Influence des paramètres de la diffusivité thermique	63
3.3.2	Influence de la structure thermique initiale et de la profondeur	65
3.4	Du budget thermique à la signature thermique	65
3.4.1	Évolution du champ thermique	69
3.4.2	Évolution du champ thermique métamorphique	69
3.5	De la signature thermique au budget thermique : approche inverse appliquée au métamorphisme inverse intra-continentale du MCT (Himalaya)	73
3.5.1	Métamorphisme inverse associé au MCT : contexte structural et métamorphique	73
3.5.2	Signature thermique de premier ordre de l'inversion métamorphique	75
3.5.3	Modélisation numérique et couplage analytique	77
3.5.4	Influence de la production de chaleur radiogénique	79
3.5.5	Discussion et bilan de l'application	81
3.6	Avantages et limites de l'analyse dimensionnelle	82
3.6.1	Une approche simple permettant d'aborder le budget thermique des zones de cisaillement au premier ordre...	83
3.6.2	... mais qui présente certaines limites	83
3.6.3	Nécessité d'une quantification de l'influence des paramètres sur la variabilité du budget thermique	88

3.1 Introduction - Résumé de l'Article 2

Les zones de cisaillement d'échelle lithosphérique accommodent une part importante du déplacement relatif des plaques. Au cours de leur activité, elles peuvent être le siège de perturbations thermiques significatives résultant de la balance entre trois processus thermiques majeurs : la diffusion, l'advection et le shear heating. Le rôle du shear heating (*i.e.*, l'énergie mécanique convertie en chaleur) constitue particulièrement un sujet toujours "ardent" dans la compréhension générale des zones de cisaillement lithosphériques (*e.g.*, Brewer, 1981; Brun et Cobbold, 1980; Burg et Gerya, 2005; Burg et Schmalholz, 2008; Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Duretz *et al.*, 2014; England et Molnar, 1993; Hartz et Podladchikov, 2008; Kidder *et al.*, 2013; Kincaid et Silver, 1996; Lachenbruch et Sass, 1980; Leloup *et al.*, 1999; Molnar et England, 1990; Nabelek *et al.*, 2010; Scholz, 1980; Souche *et al.*, 2013). La controverse sur le rôle du shear heating réside principalement sur le manque d'informations précises sur le comportement rhéologique des roches en profondeur. Ce dernier est en effet décrit par des lois empiriques et des paramètres propres à la nature lithologique déterminés sur la base d'expériences de déformation d'échantillons (*e.g.*, Bürgmann et Dresen, 2008; Ranalli et Murphy, 1987). Cependant, la magnitude des contraintes nécessaires à l'obtention d'un état de déformation ou une vitesse de déformation donné — et vice-versa — sous certaines conditions thermiques peut varier de plusieurs ordres de grandeur, en fonction par exemple de la quantité d'eau présente dans la roche (*e.g.*, Regenauer-Lieb, 2001). L'évolution de la résistance de la lithosphère continentale dans le temps et l'espace, *i.e.* de l'état des contraintes et des vitesses de déformation, est encore actuellement sujette à de grands débats (*e.g.*, Afonso et Ranalli, 2004; Burov, 2011; Burov et Watts, 2006; Maggi *et al.*, 2000; Molnar et Lyon-Caen, 1988; Regenauer-Lieb *et al.*, 2006; Schmalholz *et al.*, 2009, 2014). La quantité de chaleur produite par shear heating (dépendant du produit des tenseurs des contraintes et des vitesses de déformation) peut donc s'avérer significative ou non selon le modèle rhéologique considéré. L'analyse de l'évolution thermique autour des zones de cisaillement lithosphériques et sa mise en relation avec les données observables (*e.g.*, flux thermique en surface, enregistrement métamorphique des roches) peut apporter des clés supplémentaires à la compréhension de la manière dont le budget thermique y évolue.

Ainsi, dans le but de mieux comprendre dans quelle mesure le champ thermique peut être affecté par l'activité d'une zone de cisaillement, il devient crucial de trouver un moyen permettant de déterminer le processus majeur qui contrôle l'évolution thermique parmi la diffusion, l'advection et le shear heating. Dans le présent chapitre, la problématique du budget thermique autour des zones de cisaillement lithosphériques est abordée par le biais d'une étude analytique dimensionnelle basée sur des simplifications appliquées à l'équation de la chaleur. Cet outil analytique permet de quantifier facilement, au premier-ordre, la contribution relative de chacun de ces trois processus thermiques pour tout type de zone de cisaillement lithosphérique (chevauchement, détachement, décrochement). Quantifiées, ces contributions sont alors comparables, et le processus thermique dominant est ainsi déterminable.

Le modèle d'analyse dimensionnelle prend en considération onze paramètres qui permettent de contextualiser une zone de cisaillement : (i) la cinématique et la géométrie tridimensionnelle (3-D) de la zone de cisaillement, *i.e.* la vitesse relative entre les deux blocs en contact, V , le plongement θ , la composante décrochante exprimée à l'aide du pitch ψ de la direction de cisaillement, et l'épaisseur h de la zone cisillée (Fig. 3.1a,b); (ii) la rhéologie de la zone de cisaillement est réduite à une "viscosité" effective moyenne, η (Fig. 3.1b); et (iii) le cadre thermique à savoir

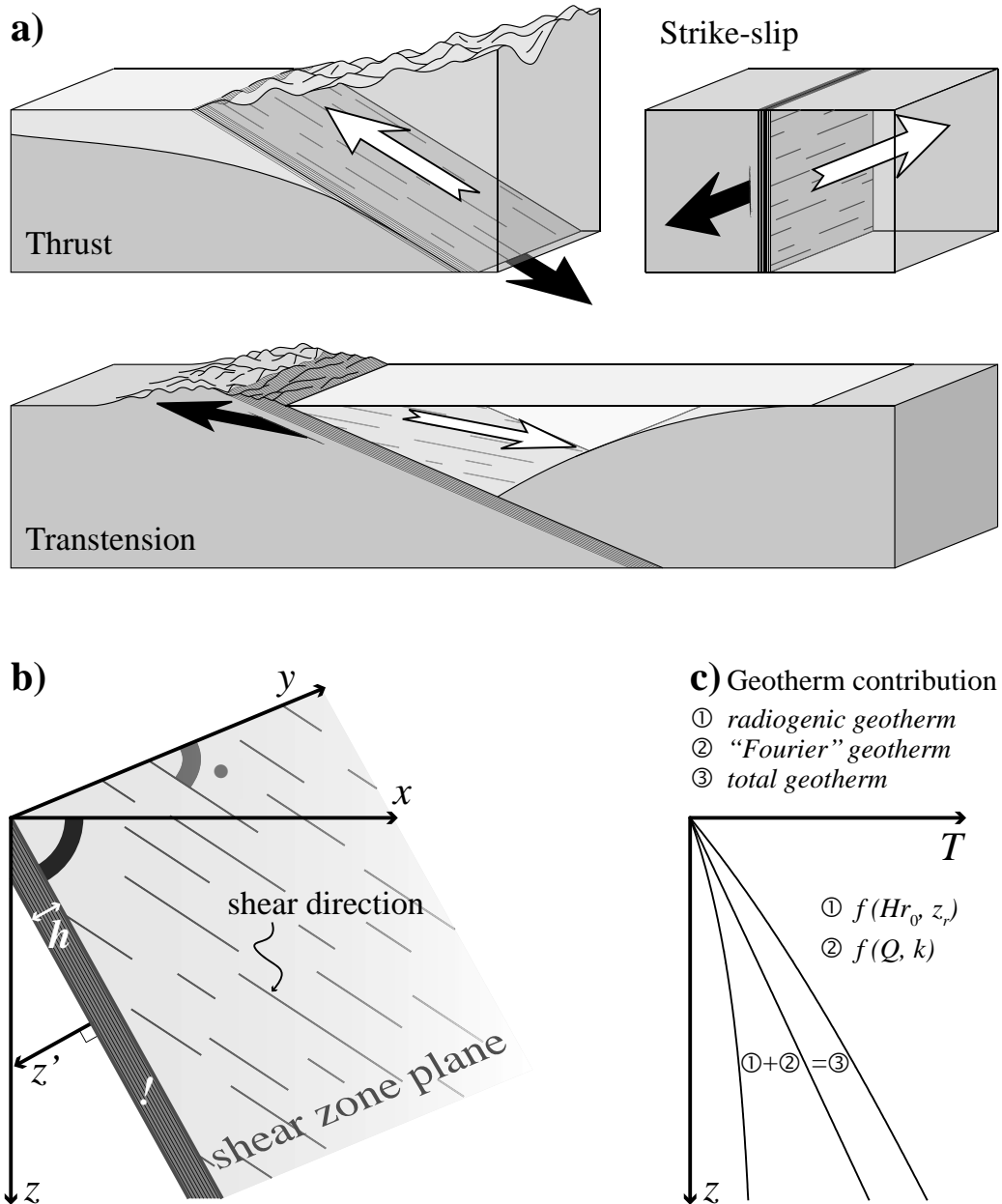


FIGURE 3.1 – a) Schéma de trois types de zones de cisaillement d'échelle lithosphérique. b) Représentation schématique de la géométrie 3-D d'une zone de cisaillement à partir de deux angles spécifiques : le plongement θ de la zone de cisaillement et le pitch ψ de la direction de cisaillement portée par les plans de cisaillement. Un système de coordonnées Cartésien (x, y, z) est établi tel que θ est défini dans le plan (x, z) . Un axe z' supplémentaire correspond à la normale au plan de cisaillement et est dirigé vers les z croissants. c) Modèle de géotherme continental. ① représente la part thermique due à la radioactivité T_{Hr} (troisième terme de l'équation 3 de l'article 1, avec $Hr_0 = 2 \mu\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ et $z_r = 15 \text{ km}$), ② la part liée à la loi de Fourier (deuxième terme de l'équation 3 de l'article 1) et ③ le géotherme total (Eq. 3 de l'article 1).

les propriétés thermiques des roches (la conductivité thermique k , la capacité calorifique Cp et la densité ρ) contrôlant la diffusion thermique, ainsi que le flux mantellique Q et la stratification de la production de chaleur radiogénique Hr dans la croûte, exponentiellement décroissante en fonction de la profondeur — celle-ci étant définie à partir de deux paramètres : la production de chaleur radiogénique en surface Hr_0 et une profondeur spécifique z_r (Fig. 3.1c). Un douzième paramètre se réfère à la profondeur z_f le long de la zone de cisaillement au niveau de laquelle est analysé le budget thermique.

Notre étude, présentée ci-après (article 2) montre que trois nombres sans dimension peuvent être obtenus et, respectivement, permettent de quantifier précisément la contribution relative des trois processus thermiques majeurs. Nous validons la pertinence de leur applicabilité grâce à des simulations numériques thermo-cinématiques 2-D. L'évaluation quantifiée de la compétition entre diffusion, advection et shear heating sur l'évolution thermique aux abords de tout type de zone de cisaillement fait de ce modèle d'analyse dimensionnelle un outil novateur, complémentaire aux précédentes études analytiques, principalement focalisées sur les zones de chevauchement (*e.g.*, Brewer, 1981; Brun et Cobbold, 1980; England et Molnar, 1993; Molnar et England, 1990).

Dans l'article 2 qui suit, le cas particulier des zones de chevauchement intra-continentales est utilisé afin d'illustrer dans quelle mesure les trois processus thermiques contrôlent l'évolution thermique. L'analyse se concentre sur l'influence de la variabilité des paramètres V , θ , η et h . À la suite de la présentation de l'article 2, des résultats complémentaires, relatifs à la variabilité des autres paramètres, sont exposés.

3.2 Analyse dimensionnelle du budget thermique autour des zones de cisaillement lithosphériques - Article 2

A dimensional analysis to quantify the thermal budget around lithospheric-scale shear zones.

Sylvia DUPRAT-OUALID^{1,2}, Philippe YAMATO^{1,2,3}, Stefan M. SCHMALHOLZ⁴.

Terra Nova, 2015.

¹ Université de Rennes 1, Géosciences Rennes, 35042 Rennes cedex, France.

² CNRS, UMR 6118, 35042 Rennes cedex, France.

³ GFD group, Institute of Geophysics, Department of Geosciences, ETH-Zurich, CH-8093 Zurich, Switzerland.

⁴ Institute of Earth Sciences, University of Lausanne, CH-1015 Lausanne, Switzerland.

A dimensional analysis to quantify the thermal budget around lithospheric-scale shear zones

Sylvia Duprat-Oualid,^{1,2} Philippe Yamato^{1,2,3} and Stefan M. Schmalholz⁴

¹Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, Rennes Cedex 35042, France; ²CNRS, UMR 6118, Rennes Cedex 35042, France; ³GFD group, Department of Geosciences, Institute of Geophysics, ETH-Zurich, Zurich CH-8093, Switzerland; ⁴Institute of Earth Sciences, University of Lausanne, Lausanne CH-1015, Switzerland

ABSTRACT

The thermal evolution around shear zones is controlled by three major thermal processes: diffusion, advection and shear heating. We present a dimensional analysis to quantify, to first-order, the relative contributions of these three processes to the thermal evolution around lithospheric-scale shear zones. We consider 11 parameters that control the kinematics, the three-dimensional (3-D) geometry, the initial thermal structure and the average strength of the shear zone. Three dimensionless parameters are presented to quantify the relative contributions of the three thermal processes. We validate

the dimensional analysis with 2-D thermo-kinematic numerical models. The applicability of the dimensional analysis to any kind of shear zone (i.e. thrust, normal-slip and strike-slip shear zones) makes it a useful tool that is complementary to previous numerical and analytical studies. Finally, thrust-type shear zones are used to illustrate how the three thermal processes control the thermal evolution.

Terra Nova, 00, 1–6, 2015

Introduction

Shear zones with kilometre-scale thicknesses are prominent features of many orogenic belts and tectonic plate boundaries. These zones of high strain and velocity (up to several cm a^{-1}) can undergo significant thermal perturbations related to the balance between three major thermal processes: the diffusion, the advection and the internal production of heat. While heat diffusion tends to smooth the thermal gradients over time, both advection, related to the motion of blocks with different temperature fields, and localized heating due to dissipative mechanical work can modify thermal gradients.

The structural development of shear zones over time is usually constrained by geochronological and thermobarometric data. However, these data often lead to different interpretations and contrasting models in which the relative contributions of the different thermal processes are often not quantified. In particular, the role of shear heating (i.e. mechanical energy converted into heat) constitutes a controversial issue

in the general understanding of lithospheric-scale shear zones, whether they are compressional, extensional or strike-slip (e.g. Lachenbruch and Sass, 1980; Scholz, 1980; Brewer, 1981; Molnar and England, 1990; England and Molnar, 1993; Kincaid and Silver, 1996; Leloup *et al.*, 1999; Burg and Gerya, 2005; Burg and Schmalholz, 2008; Nabelek *et al.*, 2010; Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Kidder *et al.*, 2013; Souche *et al.*, 2013; Duretz *et al.*, 2014). The controversy of the shear-heating issue principally stems from the lack of accurate rheological constraints at depth, that is, the magnitudes of stress and strain rate around shear zones. Indeed, the mechanical behaviour of rocks is described with empirical laws and material parameters determined from laboratory rock-deformation experiments (e.g. Ranalli and Murphy, 1987; Bürgmann and Dresen, 2008). However, the predicted stress magnitudes for given strain rates and temperatures can vary by several orders of magnitude, depending, for instance, on the assumed amount of water in the rock. As the amount of shear heating depends on the product of stress and strain rate, it can be significant or not depending on the assumed rheological model.

In this study, we investigate the thermal budget around lithospheric-scale shear zones (Fig. 1a) with a

simple dimensional analysis. We consider 11 parameters that define any shear-zone scenario in terms of kinematics (i.e. the relative velocity between the two blocks in contact, V , the dip angle, θ , the pitch, ψ and the shear-zone thickness, h), rheological strength (i.e. effective shear-zone viscosity, η) and thermal characteristics (i.e. vertical mantle heat flux, Q , radiogenic heating depending on two parameters: the surface radiogenic heat production, Hr_0 , and a specific decay length, z_r , and the parameters controlling thermal diffusion, namely thermal conductivity, k , heat capacity, Cp , and density, ρ). We cluster these 11 dimensional parameters into three dimensionless numbers to quantify the relative controls of heat diffusion, advection and shear heating on the thermal evolution around shear zones. Predictions of the dimensional analysis are then validated with 2-D thermo-kinematic numerical modelling, and we specifically investigate the analytical predictions for typical values and scenarios applicable to intracontinental thrusts. This study is consistent with previous analytical studies (e.g. Brun and Cobbold, 1980; Brewer, 1981; Molnar and England, 1990; England and Molnar, 1993) that computed the thermal evolution around thrusts.

The main aim of our study is to provide a simple and useful tool to quantify, to first-order, the relative

Correspondence: Sylvia Duprat-Oualid, Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, Rennes Cedex 35042, France. Tel.: +33 2 23 23 67 83; fax: +33 2 23 23 60 97; e-mail: sylvia.duprat-oualid@univ-rennes1.fr

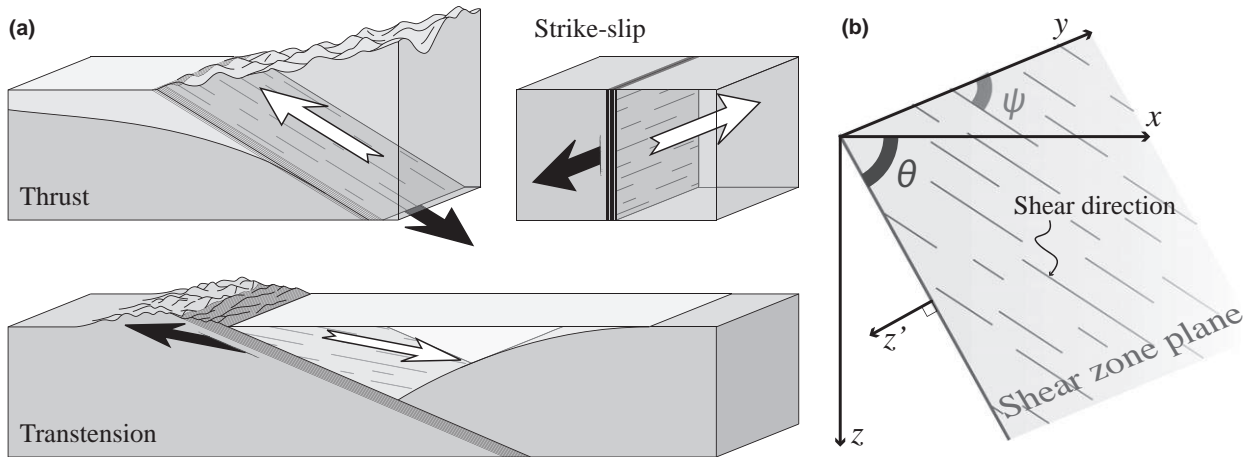


Fig. 1 (a) Sketches presenting the three types of lithospheric-scale shear zones. (b) Schematic 3-D geometry of a shear zone defined by two specific angles: (i) the shear-zone dip angle, θ , and (ii) the pitch, ψ , of the shear direction in the shear-zone plane. A Cartesian coordinate system (x, y, z) is defined to set θ in the (x, z) plane. ψ ranges between 0° and $+90^\circ$, and the sign of θ (between -90° and $+90^\circ$) corresponds to the direction of the lower block ($\theta > 0$ for thrusting and $\theta < 0$ for normal shear zones). An additional z' axis is defined perpendicular to the shear-zone plane, directed towards increasing z .

contributions of heat diffusion, advection and shear heating to the thermal budget for any kind of lithospheric-scale shear zone.

Mathematical model

General heat equation and initial geotherm

The evolution of temperature (T) with time (t) is governed by the heat equation:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T - \vec{V} \cdot \nabla T + \frac{Hr + Hs}{\rho C_p} \quad (1)$$

where κ is the thermal diffusivity, $\kappa = k/(\rho C_p)$. All thermal properties are considered constant and homogeneous. $\vec{V} \cdot \nabla T$ represents the advection of the temperature, where \vec{V} is the velocity vector. Hr and Hs represent two different internal heat sources: the radiogenic heat production and the shear heating, respectively. Other possible internal energy conversions, such as heat consumed or produced by metamorphic reactions, are neglected.

Hr and Hs have different impacts on the thermal budget around shear zones:

1 Hr partly constrains the initial thermal conditions and is continuously produced in the radioactive domains. The initial distribution of

Hr with depth, z , can be defined by the following equation (Turcotte and Schubert, 2002, p. 141):

$$Hr(z) = Hr_0 \cdot \exp\left(\frac{-z}{z_r}\right) \quad (2)$$

where Hr_0 is the production at the surface and z_r is a characteristic decay length. The initial steady-state geotherm before shear-zone activity is (see Data S1):

$$T_0(z) = \frac{Q}{k} Z + \frac{Hr_0 z_r^2}{k} \left(1 - \exp\left(\frac{-z}{z_r}\right)\right) \quad (3)$$

2 Hs is localized within the actively sheared domain. For a shear zone with thickness h , exhibiting a homogeneously distributed shear velocity V and an effective mean viscosity η (see Fig. S2 in Data S2), Hs can be expressed as:

$$Hs = \eta \frac{V^2}{h^2} \quad (4)$$

Because shear heating generally dominates the heat production during shearing, radiogenic heat production is only considered for calculating the initial geotherm (see Data S1 and S2).

Advection in three-dimensional shear zones

While pure thrust and normal shear zones can be regarded as 2-D problems, a third dimension is required for cases with a strike-slip component (Fig. 1). The three components of the velocity vector then are:

$$\begin{cases} V_x = V \cdot \sin(\psi) \cdot \cos(\theta) \\ V_y = V \cdot \cos(\psi) \\ V_z = V \cdot \sin(\psi) \cdot \sin(\theta) \end{cases} \quad (5)$$

For lithospheric-scale shear zones, V is likely to be high and the thermal gradient is mostly a function of depth, such that horizontal thermal gradient can be neglected. Consequently, the advective term of the heat equation can be expressed as:

$$\begin{aligned} -\vec{V} \cdot \nabla T &= -V_z \frac{\partial T}{\partial z} \\ &= -V \cdot \sin(\psi) \cdot \sin(\theta) \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned} \quad (6)$$

Such a simplification is particularly relevant for shear zones with a vertical component, V_z , higher than 0.5 mm a^{-1} (Ruppel and Hodges, 1994).

Dimensional analysis

To make the heat equation dimensionless, the variables z , T and t are associated with the following characteristic dimensions:

$$\begin{cases} z = C \cdot z_f \cdot z^* \\ T = C \cdot T_0 \cdot T^* \\ t = t_c \cdot t^* \end{cases} \quad (7)$$

in which the stars mark the dimensionless variables. t_c is the characteristic time-scale (Data S3) and T_0 is the initial temperature at depth z_f . There are two choices for the characteristic length scale, namely z_f and h . Often (e.g. Molnar and England, 1990), z_f is used in studies that focus on the global thermal budget of shear zones, i.e. considering the thermal advection from the surface down to depth z_f (Fig. 3a). Here, we focus on the thermal budget in the vicinity of shear zones (i.e. at distances from the shear zone in the order of h) at a certain depth, z_f . Therefore, we apply the factor C in (7) and use $C = h/z_f$ here. If $C = 1$ is used, the ‘global’ scaling is retrieved, and our dimensional analysis can hence be applied with two different length scales depending on the objectives of the analysis. The temperature scaling with T_0 [Eq. (3)] includes the influence of Q and HR , whose variability can highly affect the initial thermal profile (e.g. Artemieva and Mooney, 2001; Vilà *et al.*, 2010; Mareschal and Jaupart, 2013). Using the expressions from (7), the heat equation becomes:

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} = Dif \frac{\partial^2 T^*}{\partial z^{2*}} + Adv \frac{\partial T^*}{\partial z^*} + Pro \quad (8)$$

where the three factors Dif , Adv and Pro (all dimensionless) represent terms controlling the impact of heat diffusion, advection and production respectively:

$$\begin{cases} Dif = \frac{t_c k}{(C \cdot z_f)^2} \\ Adv = -\frac{t_c V \sin(\psi) \sin(\theta)}{C \cdot z_f} \\ Pro = \frac{t_c \eta V^2}{C \cdot T_0 \rho C_p h^2} \end{cases} \quad (9)$$

Although Dif and Pro are positive factors, the sign of Adv depends on the sign of θ revealing the vertical kinematic regime of the shear zone as described above. The total thermal budget for a specific shear zone at a given depth, z_f , can then be described by 11 parameters that define the initial thermal structure and the rock properties (Q , HR_0 , z_r , k , ρ , C_p), the kinematics (V , θ , ψ , h) and the mechanical strength of the shear zone (η).

To compare the relative importance of heat advection, diffusion and production, two positive dimensionless numbers are defined:

$$\begin{cases} Pe = \frac{|Adv|}{Dif} = \frac{C \cdot z_f V \sin(\psi) \sin(\theta)}{k} \\ Br = \frac{Pro}{Dif} = \frac{C \cdot z_f^2 \eta V^2}{h^2 T_0 k} \end{cases} \quad (10)$$

These ratios use the absolute value of Adv because the factors are now considered to represent the intensity of each thermal process. The Peclet number, Pe , quantifies the relative importance of heat advection and diffusion, and the Brinkman number, Br , corresponds to the ratio of viscous dissipation over heat diffusion (Fig. 2a). For a significant strike-slip component ($\psi \approx 0^\circ$), Pe tends to 0, and only Br has a physical meaning. To quantify the relative contributions of diffusion, advection and shear heat-

ing to the thermal budget in a simple way, three dimensionless numbers can thus be used:

$$\begin{cases} R_{Adv} = \frac{|Adv|}{|Adv|+Dif+Pro} = \frac{Pe}{Pe+1+Br} \\ R_{Dif} = \frac{Dif}{|Adv|+Dif+Pro} = \frac{1}{Pe+1+Br} \\ R_{Pro} = \frac{Pro}{|Adv|+Dif+Pro} = \frac{Br}{Pe+1+Br} \end{cases} \quad (11)$$

Each dimensionless number quantifies the relative contribution of the

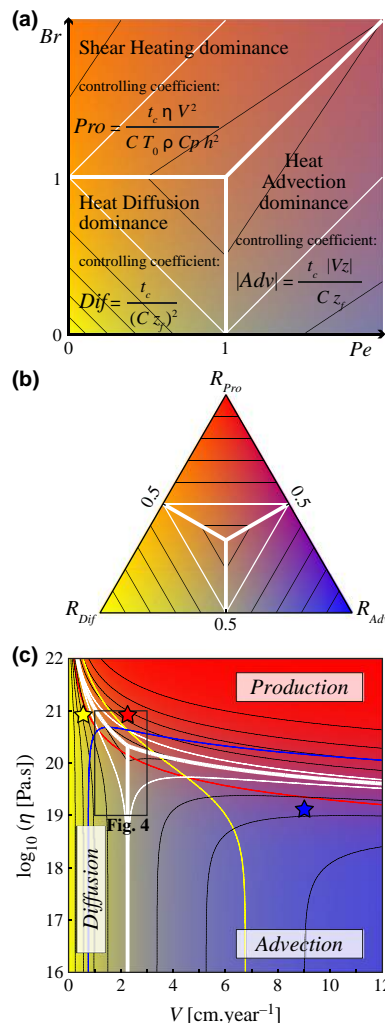


Fig. 2 (a) Diagram showing the three fields where the thermal budget around and within a shear zone is dominated by either heat diffusion, heat advection or shear heating as a function of the Peclet (Pe) and Brinkman (Br) numbers. (b) Triangular diagram showing the three poles of thermal contribution: heat diffusion (R_{Dif}), advection (R_{Adv}) and shear heating (R_{Pro}). Diagrams (a) and (b), using the same colourmap, constitute alternative dimensionless ways to represent these different contributions. Bold white lines limit the domains of each thermal dominance (i.e. diffusion, advection and shear heating). Thin lines represent the proportions (every 10%) of the different contributions within their respective domains of dominance. Particularly, the white thin lines indicate the 50% thermal contribution for each domain of dominance. (c) Dimensionless thermal contributions as a function of V and η , for a pure thrust zone ($\psi = 90^\circ$) characterized by $h = 2.5$ km and $\theta = 30^\circ$. Thermal parameters are kept constant: $Q = 40$ mW m⁻², $k = 3$ W m⁻¹ K⁻¹, $\rho = 2800$ kg m⁻³, $C_p = 1000$ J kg⁻¹ K⁻¹, $HR_0 = 2$ μ W m⁻³ and $z_r = 15$ km. The yellow, blue and red thin lines represent the 25% contributions of diffusion, advection and shear heating respectively. When low-viscosity material is involved in rapidly deforming zones ($\eta < 10^{20}$ Pa s, $V > 3$ cm a⁻¹), as in oceanic subduction zones, heat advection controls the thermal evolution. Diffusion dominates the thermal evolution for lower velocities ($V < 2$ cm a⁻¹), whereas for higher viscosities ($\eta > 10^{20}$ Pa s) shear heating is dominant. Coloured stars correspond to the $[V, \eta]$ combinations in each domain for which the dominating thermal contribution represents 2/3 of the thermal budget and the secondary contributions are each equal to 1/6 (see Fig. 3).

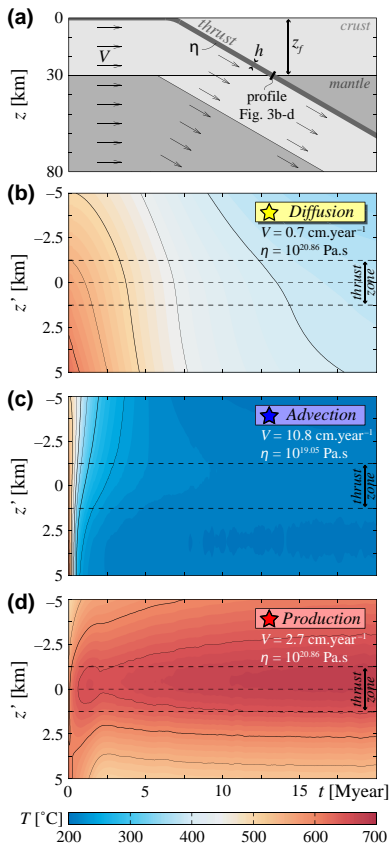


Fig. 3 (a) Lithospheric-scale numerical model configuration showing the velocity field, V , and highlighting the effective thrust viscosity, η , and thickness, h . All thermal, kinematic and rheological parameters are constant. Models simulate a pure thrust-type shear zone ($\psi = 90^\circ$). The convergence is entirely controlled by the downgoing plate, and the upper plate remains motionless. The small dash corresponds to the 10 km long profile (perpendicular to the underthrusting direction and centred at $z_f = 30$ km depth across the thrust zone) for which the thermal evolutions are presented in (b–d). (b–d): Thermal evolutions until the steady state (hereafter ~ 10 Ma) along the profile. Results are from numerical models corresponding to thermal budgets dominated by heat production, diffusion and advection, respectively. The applied values of V and η correspond to the coloured stars in Fig. 2c. z' corresponds to the structural distance under the thrust (Fig. 1b). Colours represent the temperature field, T , with black lines highlighting the isotherms spaced at 50 °C. Obtained results are in agreement with the predictions made by our dimensional analysis.

corresponding thermal process to the total thermal budget (Fig. 2b) and thus allows an easy quantification of the controlling thermal process for any given shear zone (Fig. 2c). Eqs (10) and (11) are time-independent; however, the scaling is applicable (strictly) only for the time-scale t_c (see Data S3).

Numerical modelling and dimensional analysis validation

In order to validate our dimensional analysis, we used a 2-D thermo-kinematic numerical model (Fig. 3a) where both kinematic and thermal computations are based on the finite-difference method on a regular Eulerian staggered grid (see Duprat-Oualid *et al.*, 2013, for a detailed description of the code). The numerical model simulates a thrust-type shear zone (Fig. 3a).

When heat diffusion dominates, the thermal perturbation related to the thrust activity is smoothed (Fig. 3b). When driven by the burial of cold material, the temperature field progressively decreases, so that low temperatures are reached at steady state. The low η – high V domain, controlled by heat advection, also undergoes intense cooling (Fig. 3c). This cooling rate is especially high if V is high (e.g. oceanic subduction). This thermal underthrusting can lead to a significant transient thermal inversion whose spatial distribution straddles the shear zone. In contrast, a shear heating-controlled thermal evolution differs significantly from the other two (Fig. 3d). Because the internal heating efficiently balances both advection and diffusion, the temperature within a several kilometre thick thrust progressively increases and stabilizes without any decrease. The generated heat warms both sides of the shear zone so that thermal inversion is restricted to the lower block. The respective thermal gradient along the profile reaches and keeps intense inverse values, in contrast to the advective thermal behaviour (Fig. 3c, d). The 2-D numerical results in the vicinity of the shear zone at depth z_f thus agree with the predictions of the dimensional analysis.

Thermal budget predictions

Our dimensional analysis thus enables the prediction, to first-order, of the processes controlling the thermal budget around any major shear zone at a certain depth (Figs 2c and 4) and consequently, its syn-kinematic thermal behaviour (Fig. 3). The variability in each parameter can thus be quantified. Although all parameters may be presented, we here essentially consider the influence of V and η for different values of θ and h (Fig. 2c, 4) because these parameters are generally considered of major importance (e.g. England and Molnar, 1993; Duprat-Oualid *et al.*, 2013).

For a wide range of realistic values of V and η , the three thermal processes can all be important for the thermal evolution (Fig. 2c). The presented dimensional analysis shows that advection and shear-heating processes can be of similar importance (R_{Adv} and $R_{Pro} > 0.25$; Fig. 2c, 4: blue and red lines respectively). Even if shear heating is not the dominating thermal process, it can still contribute significantly to the thermal evolution (e.g. $R_{Pro} > 0.25$) and should therefore be considered in thermal calculations; also because shear heating can cause shear localization (e.g. Brun and Cobbold, 1980; Duretz *et al.*, 2014). However, in many numerical simulations of lithospheric deformation the relative contributions of thermal processes are defined *a priori* and shear heating is often ignored (e.g. Ghazian and Buitner, 2013).

For intracontinental shear zones, relative velocities are usually $< 3 \text{ cm a}^{-1}$ and viscosities are $10^{19} - 10^{21} \text{ Pa.s}$ (e.g. Burg and Gerya, 2005; Hilley *et al.*, 2005). The dimensional analysis shows that all three thermal processes can be equally important (Fig. 4), which demonstrates the difficulty in identifying a single dominant process for the thermal evolution around major shear zones. In particular, h plays a major role because it constitutes the spatial dimension reference [Eq. (7)]; the factor Adv is directly proportional to h , while the factor Pro is directly proportional to the inverse of h [Eqs (9) and (10)]. Hence, a

narrow shear zone (low h) efficiently leads to a thermal perturbation controlled by shear heating. Concurrently, the thermal budget is

then analysed at a short distance from the shear zone and diffusion easily dominates over advection (Pe directly proportional to h).

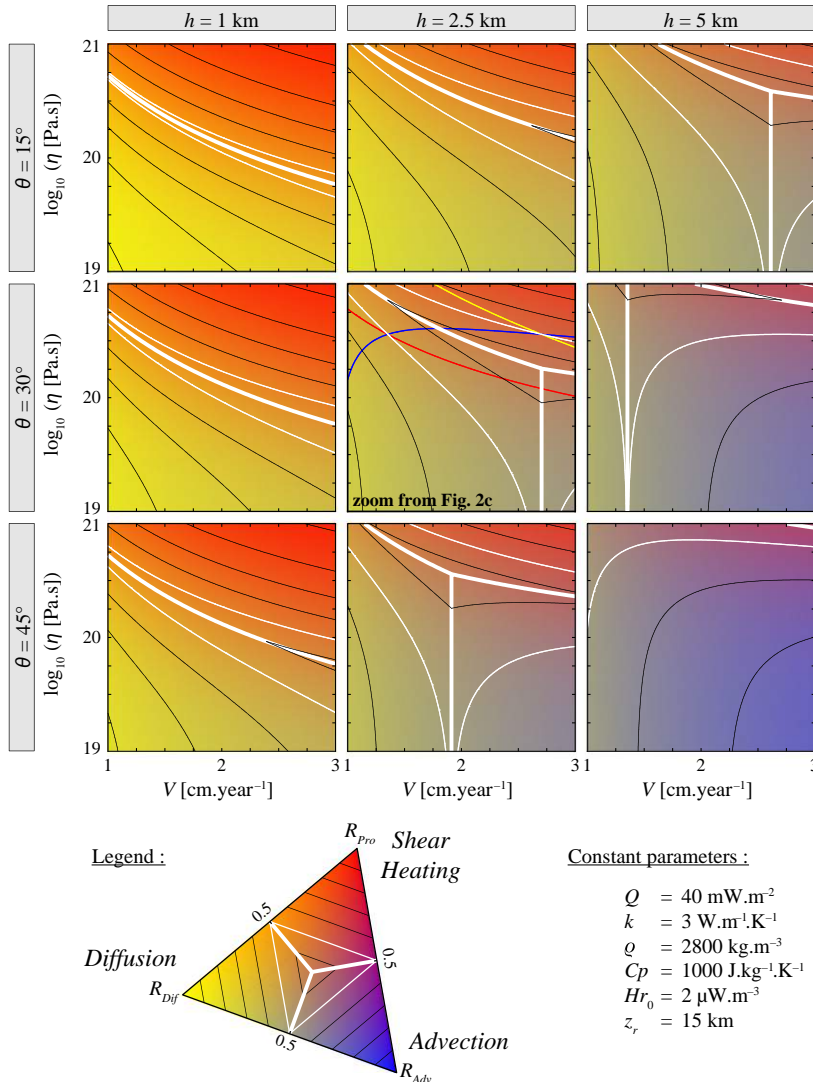


Fig. 4 Relative contributions of heat diffusion, advection and shear heating (R_{Dif} , R_{Adv} and R_{Pro} respectively) to the thermal budget around an intracontinental thrust zone as a function of V and η for different values of h and θ . The central diagram corresponds to a zoom of a section from Fig. 2c ($h = 2.5 \text{ km}$ and $\theta = 30^\circ$). Other parameters are set to constant values. Bold white lines delimit the domains of each thermal dominance (i.e. diffusion, advection and shear heating). Thin lines represent the proportions (every 10%) of the different contributions within their respective domains of dominance. As in Fig. 2, the thin white lines indicate the 50% thermal contribution for each domain of dominance, and the thin yellow, blue and red lines drawn in the central diagram represent the 25% contributions of diffusion, advection and shear heating, respectively. For clarity, these three lines are not shown in the other diagrams. Heat diffusion controls the thermal evolution of low-angle, weak thrust zones, and, to a lesser extent, of thin shear zones. Advection obviously becomes dominant when Vz increases [Eq. (5)]. Advection is also more dominant for thick thrusts due to the inverse dependence of Pro on h [Eq. (9)]. In most scenarios, the dominance of heat advection requires low viscosities. Shear heating is, however, the main thermal contribution for higher viscosities ($\eta > 10^{20} \text{ Pa s}$), particularly when shear zones exhibit high strain rates (high V and small h).

Using a set of fixed parameters for such an analysis constitutes a major simplification, but can be justified when considering these fixed values as representative averages since the onset of deformation. Consequently, it is possible to track back, to first-order, the combinations of parameters and thermal contributions from known thermal features around shear zones. By coupling simple numerical simulations with the presented analytical estimates, the balance between thermal processes is now quantifiable, and the real implication of shear heating can be determined. To illustrate the applicability of our method to natural shear zones, the metamorphic thermal inversion below the Main Central Thrust in the Himalayas is analysed in Data S4 with regard to variations in h and η , and first-order thermal contributions are estimated.

Conclusion

Our dimensional analysis quantifies the relative contributions of the three major thermal processes (diffusion, advection and shear heating) to the thermal evolution of lithospheric-scale shear zones. It involves eleven parameters describing the initial thermal conditions, the 3-D kinematic regime and the rheological strength averaged over the whole activity of the shear zone. This dimensional analysis is a useful tool in addition to previous analytical solutions because it offers a comprehensible quantification of the thermal budget for any kind of lithospheric-scale shear zone.

We show that for realistic parameter ranges each of the three thermal processes can control the thermal evolution around lithospheric-scale shear zones, and also that they can be of approximately equal importance. This explains why the geodynamic interpretations of thermal data around shear zones are often controversial (e.g. Huerta *et al.*, 1998; Jamieson *et al.*, 2004; Burg and Gerya, 2005; Bollinger *et al.*, 2006; Kidder *et al.*, 2013). In particular, the importance of shear heating is often debated (e.g. Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Kidder *et al.*, 2013), but with the presented dimensional analysis, its relative contribution to the ther-

mal budget can be quantified and compared to the relative contributions of heat diffusion and advection for any tectonic context. Coupled with 2-D numerical thermo-kinematic simulations focusing on metamorphic thermal fields, for instance, first-order contributions to the thermal budget during shearing can be quantified. The importance of shear heating can then be highlighted for intracontinental thrust systems (see Data S4), and its contribution is likely important in generating the observed thermal inversion around shear zones without requiring unrealistically high convergence velocities. Indeed, even if shear heating is not the dominant thermal process, its contribution must be considered when studying the absolute values of temperatures, the intensity of the thermal perturbation around the shear zone and the localization of shear strain.

Acknowledgements

We thank B. Huet and B. Grasemann for their helpful discussions. We also thank P. Tackley and D. May for material support (2-D models of the parametric study were run on ETH Brutus cluster). Two anonymous reviewers are also acknowledged for their suggestions and improvement of the manuscript, as well as J. Braun for the editorial handling of this article.

References

- Artemieva, I.M. and Mooney, W.D., 2001. Thermal thickness and evolution of Precambrian lithosphere: a global study. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **106**, 16387–16414.
- Bollinger, L., Henry, P. and Avouac, J.P., 2006. Mountain building in the Nepal Himalaya: thermal and kinematical model. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **244**, 58–71.
- Brewer, J., 1981. Thermal effects of thrust faulting. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **56**, 233–244.
- Brun, J.P. and Cobbold, P.R., 1980. Strain heating and thermal softening in continental shear zones: a review. *J. Struct. Geol.*, **2**, 149–158.
- Burg, J.P. and Gerya, T.V., 2005. The role of viscous heating in Barrovian metamorphism of collisional orogens: thermomechanical models and application to the Lepontine Dome in the Central Alps. *J. Metamorph. Geol.*, **23**, 75–95.
- Burg, J.P. and Schmalholz, S.M., 2008. Viscous heating allows thrusting to overcome crustal-scale buckling: numerical investigation with application to the Himalayan syntaxes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **274**, 189–203.
- Bürgmann, R. and Dresen, G., 2008. Rheology of the lower crust and upper mantle: evidence from rock mechanics, geodesy, and field observations. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **36**, 531–567.
- Duprat-Oualid, S., Yamato, P. and Pitra, P., 2013. Major role of shear heating in intra-continental inverted metamorphism: inference from a thermo-kinematic parametric study. *Tectonophysics*, **608**, 812–831.
- Duretz, T., Schmalholz, S.M., Podladchikov, Y.Y. and Yuen, D.A., 2014. Physics-controlled thickness of shear zones caused by viscous heating: implications for crustal shear localization. *Geophys. Res. Lett.*, **41**, 4904–4911.
- England, P. and Molnar, P., 1993. The interpretation of inverted metamorphic isograds using simple physical calculations. *Tectonics*, **12**, 145–157.
- Ghazian, R.K. and Buitert, S.J.H., 2013. A numerical investigation of continental collision styles. *Geophys. J. Int.*, **193**, 1133–1152.
- Hilley, G.E., Bürgmann, R., Zhang, P.Z. and Molnar, P., 2005. Bayesian inference of plastosphere viscosities near the Kunlun Fault, northern Tibet. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L01302.
- Huerta, A.D., Royden, L.H. and Hodges, K.V., 1998. The thermal structure of collisional orogens as a response to accretion, erosion, and radiogenic heating. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **103**, 15287–15302.
- Jamieson, R.A., Beaumont, C., Medvedev, S. and Nguyen, M.H., 2004. Crustal channel flow: 2. Numerical models with implications for metamorphism in the Himalayan-Tibetan orogen. *J. Geophys. Res.*, **109**, 1978–2012.
- Kidder, S.B., Herman, F., Saleeby, J., Avouac, J.P., Ducea, M.N. and Chapman, A., 2013. Shear heating not a cause of inverted metamorphism. *Geology*, **41**, 899–902.
- Kincaid, C. and Silver, P., 1996. The role of viscous dissipation in the orogenic process. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **142**, 271–288.
- Lachenbruch, A.H. and Sass, J.H., 1980. Heat flow and energetics of the San Andreas Fault Zone. *J. Geophys. Res.*, **85**, 6185–6222.
- Leloup, P.H., Ricard, Y., Battaglia, J. and Lacassin, R., 1999. Shear heating in continental strike-slip shear zones: models and field examples. *Geophys. J. Int.*, **136**, 19–40.
- Mareschal, J.C. and Jaupart, C., 2013. Radiogenic heat production, thermal regime and evolution of continental crust. *Tectonophysics*, **609**, 524–534.
- Molnar, P. and England, P., 1990. Temperatures, heat flux, and frictional stress near major thrust faults. *J. Geophys. Res.*, **95**, 4833–4856.
- Nabelek, P.I., Whittington, A.G. and Hofmeister, A.M., 2010. Strain heating as a mechanism for partial melting and ultrahigh temperature metamorphism in convergent orogens: implications of temperature-dependent thermal diffusivity and rheology. *J. Geophys. Res.*, **115**, B12417.
- Ranalli, G. and Murphy, D.C., 1987. Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*, **132**, 281–295.
- Ruppel, C. and Hodges, K.V., 1994. Role of horizontal thermal conduction and finite time thrust emplacement in simulation of pressure-time paths. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **123**, 49–60.
- Scholz, C.H., 1980. Shear heating and the state of stress on faults. *J. Geophys. Res.*, **85**, 6174–6184.
- Souche, A., Medvedev, S., Andersen, T.B. and Dabrowski, M., 2013. Shear heating in extensional detachments: implications for the thermal history of the Devonian basins of W Norway. *Tectonophysics*, **608**, 1073–1085.
- Turcotte, D.L. and Schubert, G., 2002. *Geodynamics*, 2nd edn. Cambridge University Press, New York.
- Vilà, M., Fernández, M. and Jiménez-Munt, I., 2010. Radiogenic heat production variability of some common lithological groups and its significance to lithospheric thermal modeling. *Tectonophysics*, **490**, 152–164.

Received 28 July 2014; revised version accepted 4 February 2015

Supporting Information

Additional Supporting Information may be found in the online version of this article:

Data S1. Influence of radiogenic heat production on the initial thermal structure.

Data S2. Internal heat sources during the shear zone activity.

Data S3. Characteristic time-scales.

Data S4. Example of application to the inverted metamorphism associated with the Main Central Thrust (MCT, Himalayas).

Supporting Informations

Duprat-Oualid et al., A dimensional analysis to quantify the thermal budget around lithospheric-scale shear zones.

Supporting information #1 : Influence of radiogenic heat production on the initial thermal structure

Following Eq. (2) and Eq. (3) from Turcotte and Schubert (2002, p.141), the initial geothermal gradient is :

$$\frac{\partial T_0}{\partial z}(z) = \frac{Q}{k} + \frac{Hr_0 z_r}{k} \exp\left(\frac{-z}{z_r}\right) . \quad (\text{SI.1})$$

For crustal rocks, Hr values are commonly of the order of $1\mu\text{W}.m^{-3}$ (e.g., Jaupart and Marschal, 2003). These low values may nevertheless impact on the initial thermal structure (Fig. SI.1). Moderate radioactive crust, i.e., $Hr_0 \sim 2\mu\text{W}.m^{-3}$ and a lower crust poorly radioactive ($z_r \sim 15\text{ km}$), can significantly increase the temperature in depth of more than 100°C compared to a geotherm only controlled by the Fourier's law of heat conduction from the mantle (Fig. SI.1a,b). Towards shallow depths, this increase becomes low whereas, due to the exponential rise of radiogenic heating, the thermal gradient undergoes a major change (Fig. SI.1c,d). Initial shallow geothermal gradient can be increased by $\sim 10^\circ\text{C}.km^{-1}$, meaning a rise of the order of 100% compared to the Fourier gradient. In contrast, the impact on the vertical thermal gradient becomes insignificant in depth. Generally, radiogenic heating effects are significant for (i) the temperature field for which an increase takes place in depth and for (ii) the thermal gradient for which an important increase can occur in shallow domains.

When considering a thick highly radioactive crust, thermal effects become so intense that the deep geothermal gradient can even be doubled and the corresponding temperatures can increase by several hundreds of degrees (Fig. SI.1). The schematic law of Turcotte and Schubert (2002) remains a model, but it allows to approach, in a general way, the role of intensity and space distribution of radiogenic thermal increment by using only two parameters Hr_0 and z_r .

Supporting information #2 : Internal heat sources during the shear zone activity

In contrast to shear heating, radiogenic heating is active everywhere in the crustal domain, regardless of the distance to the shear zone. Moreover, comparatively, shear heating is often much more intense than radiogenic heat production (see Fig. SI.2). Consequently, radiogenic heating during the shear zone activity is neglected in our model and the production term Pro (Eq. (9)) corresponds to the shear heating only. Nevertheless, Hr is considered as an important contribution to the initial thermal structure.

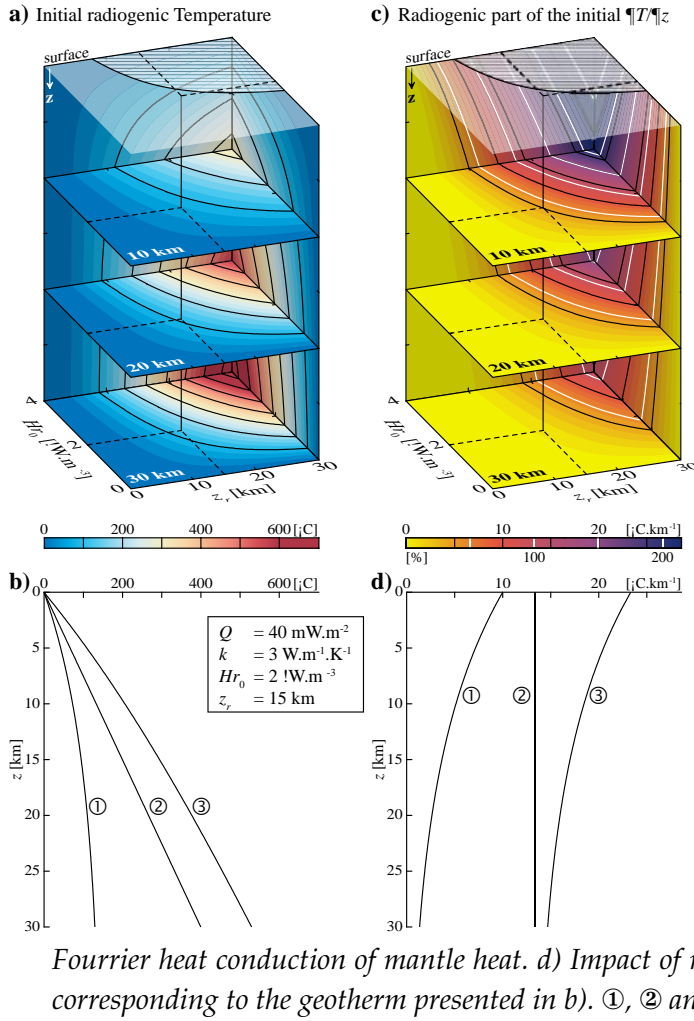
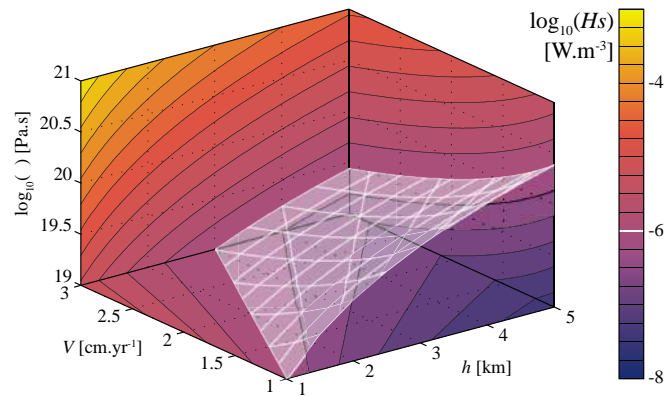


FIGURE SI.1 (article 2) – Initial radiogenic thermal contribution. a) Initial steady state temperature as a function of depth z , resulting from internal radioactivity according to the specific depth z_f and the surface radiogenic heat production Hr_0 . Black lines represents absolute iso-values. The hatched domain at the surface plane exhibits the $[z_r, Hr_0]$ combinations for which the mean radiogenic heating along a 30 km thick crust is higher than the common crustal value of $1 \mu\text{W.m}^{-3}$ (e.g., Jaupart and Mareschal, 2003). b) Impact of radioactivity on the initial geotherm along z for the central $[z_r, Hr_0]$ combination indicated in a). ① represents the absolute part due to radioactivity, ② the Fourier part and ③ the total geotherm and its gradient, respectively. c) Part of the initial geothermal gradient due to Hr . Black lines represents absolute iso-values. White lines show the respective increment of thermal gradient relative to the constant gradient due to the Fourier heat conduction of mantle heat. d) Impact of radioactivity on the initial gradient along z corresponding to the geotherm presented in b). ①, ② and ③ as for b).

FIGURE SI.2 (article 2) – Shear heating Hs as a function of the shear zone thickness h , its relative velocity V , and the mean effective viscosity η across the sheared domain. Values are considered for intracontinental shear zones. Whitened surface shows the $1 \mu\text{W.m}^{-3}$ limit corresponding to the common mean crustal radiogenic heating.



Supporting information #3 : Characteristic time scales

Different characteristic time scales can be defined for t_c . The characteristic time of advection t_{adv} (Molnar and England, 1990; England and Molnar, 1993) corresponds to the time required for a material initially at the front of the shear zone (belonging to the lower block for a thrust and to the upper block for a detachment) to reach the depth z_f along the fault :

$$t_{adv} = \frac{z_f}{V_z} = \frac{z_f}{V \cdot \sin \psi \cdot \sin \theta} \quad . \quad (\text{SI.2})$$

Besides the advective time t_{adv} , a second characteristic time t_{dif} is defined for heat diffusion. Considering an instantaneous thermal perturbation at depth z_f , the time required to diffuse it evenly to the surface (whose temperature is constant) is defined as :

$$t_{dif} = \frac{z_f^2}{\pi^2 \kappa} \quad . \quad (\text{SI.3})$$

The contributions to the thermal budget around a given shear zone predicted by our analysis (Eq. (11)) are time-independent. Nevertheless, the dimensional analysis is strictly correct only until boundary effects start to influence the thermal evolution at depth z_f , *i.e.* after a time t_c given by the minimum value of t_{adv} and t_{dif} .

Supporting information #4 : Example of application to the inverted metamorphism associated to the Main Central Thrust (MCT, Himalayas)

Here we propose an example of application of our dimensional analytical model to the thermal budget of a natural shear zone. We aim to show how the first order contributions to the thermal budget can be estimated from metamorphic thermal features obtained through thermobarometric studies.

Our dimensional analytical model is here applied to the inverted metamorphic zonation (IMZ) associated to the Main Central Thrust (MCT) in the Himalayas where thermal inversion extends on both sides of a several kilometers thick sheared zone. The metamorphic data profiles are presented in Fig. SI.3a. Because erosion and accretion processes (*e.g.*, Royden, 1993; Jamieson *et al.*, 2004; Bollinger *et al.*, 2006; Herman *et al.*, 2010), which are not considered in our dimensional analysis, can significantly modify the thermal structure of the upper block, we only focus on the thermal signature of the lower plate and the thrust zone. The structurally inverted thermal gradient begins within the lower plate with values between 20 and 40°C.km⁻¹ (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2004) and increases to values ~ 100°C.km⁻¹ within the thrust zone (Fig. SI.3a). The rocks involved in the thrust reached high temperature peaks (from 525°C to more than 700°C) with regard to the pressure peaks (9 – 12 kbar corresponding to depths of 32 – 43 km assuming a lithostatic pressure and an average density of 2800 kg.m⁻³; Fig. SI.3a). These ranges of values are key constraints for the thermal budget of this thrust. The velocity of underthrusting of the Indian plate is estimated at $V \sim 2 \text{ cm.yr}^{-1}$ (Bilham *et al.*, 1997; Guillot *et al.*, 2003) and the thrust dip angle $\theta \sim 15^\circ$ (*e.g.*, Kaneko *et al.*, 2003). We therefore use these values for V and θ , and apply our 2-D numerical thermo-kinematic model by varying only h and η . We automatically performed simulations using randomly generated values of h and η

within ranges of 1 to 5 km and of 10^{19} to $10^{21.5}$ Pa.s, respectively.

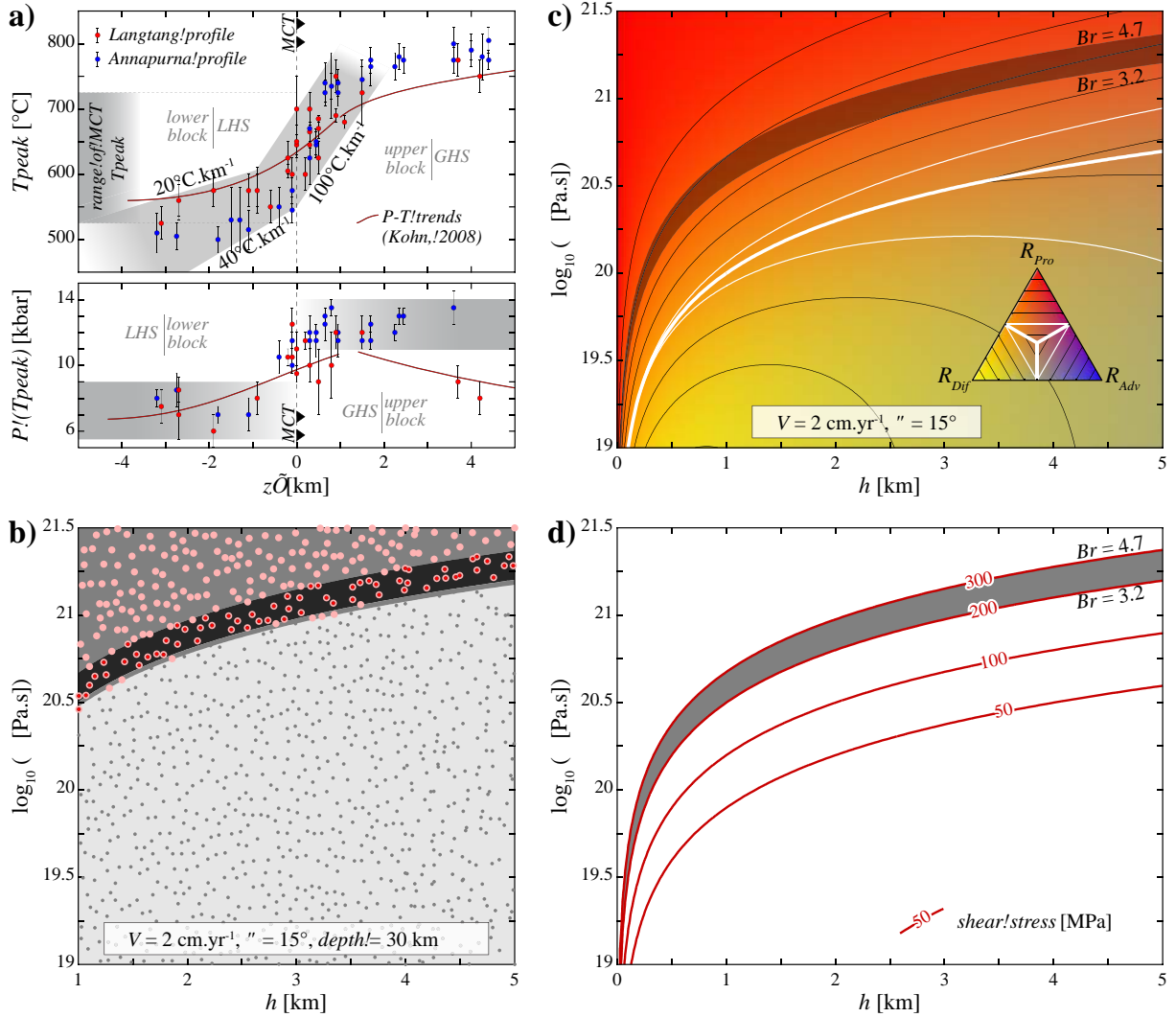


FIGURE SI.3 (article 2) – a) Metamorphic peak temperature (T_{peak}) and associated pressure (P) data profiles perpendicular to the MCT from the Langtang and the Annapurna areas (Kohn, 2008 ; Corrie and Kohn, 2011). First-order trends are highlighted by the gray filled bands. b) Domains of reproducibility of the metamorphic thermal inversion associated to MCT profiles from 2-D numerical thermo-kinematic models as a function of h and η . Results are related to the profile shown in Fig. 3a and each circle represents one simulation. The light gray domain covers the $[h, \eta]$ combinations where inversion of temperature peaks never occurred (small gray circles). Pink circles show the models for which the inversion is reproduced (transient, intermediate gray area) and additional red small circles indicate when it is successful and preserved until the thermal steady state (dark gray area). c) Corresponding dimensionless contribution to the thermal budget. Shaded band corresponds to $[h, \eta]$ combinations for which the 2-D models successfully reproduced the MCT data and is precisely limited by isovalues of the Brinkman number : $3.2 \leq Br \leq 4.7$. In this diagram, thrust thicknesses h are extended to values lower than 1 km, then showing an intense decrease of viscosities η corresponding to the domain of reproducibility for narrow thrusts. d) The domain of reproducibility (gray band) with corresponding limiting Br values and selected shear stress values (red lines) as a function of h and η .

We use two constraints to determine whether our 2-D model reproduces the main thermal

observations of the MCT : (i) the thrust T peaks are between 525°C and 725°C and (ii) the gradients of T peaks below the thrust ($z' \geq 0$) are between 20 and $100^{\circ}\text{C.km}^{-1}$. We thus consider a model successful if these two constraints are met and particularly if they reach the thermal steady state. In Fig. SI.3b, models that are able to reproduce these two constraints, but only transiently, are presented in the intermediate gray area. Models that successfully reproduce the two constraints until the thermal steady state (dark gray area) occur for a narrow range of h and η . The comparison of these models (Fig. SI.3b) with the corresponding dimensionless values shows that the applicable models correspond to the domain for which shear heating is dominant (Fig. SI.3c). In fact, the dark gray area follows the trend of isovalues of the Brinkman number, Br , between 3.2 and 4.7. These values of Br correspond to R_{Pro} ratios between 70 and 80% (Fig. SI.3c) suggesting that for our model configuration shear heating is the dominant thermal process controlling the thermal budget of the MCT.

Accretion and erosion are often considered to explain IMZ within the upper block of thrusts (e.g., Royden, 1993 ; Huerta *et al.*, 1998 ; Herman *et al.*, 2010 ; Kidder *et al.*, 2013). In these cases, the metamorphic P - T peaks recorded through the deformed slices stacked in the upper block (Fig. SI.3a) correspond to diachroneous physical conditions anterior to the last deformation stages (e.g., Catlos *et al.*, 2001). However, without shear heating it is difficult to have a persistent and significant thermal inversion in the lower block. The high peak temperatures within the thrust of $\sim 600^{\circ}\text{C}$ require either an efficient internal heat source (shear heating) or hot initial geotherms (*i.e.*, high mantle heat flux or radiogenic heat production).

The application of our model to observed IMZ associated with the MCT, assuming a several-kilometer wide thrust, implies relatively high viscosities ($\eta \geq 10^{20.5} \text{ Pa.s}$; Fig. SI.3b). For computational time reasons, we used a numerical grid resolution of 1 km for our parametric study (more than 1000 runs, Fig. SI.3b). The high consistence of our models results (Fig. SI.3c) with Brinkman number trends between 3.2 and 4.7 allows us to extrapolate the results to smaller thicknesses h (*i.e.*, $< 1 \text{ km}$) for $3.2 \leq Br \leq 4.7$. Assuming then $h = 100 \text{ m}$, the IMZ associated to the MCT induces an effective thrust viscosity ranging between $10^{19.5}$ and $10^{19.67} \text{ Pa.s}$ (Eq. 10, Figs. 4c and 4d). These values are still in good agreement with high convergence thrusts viscosities (e.g., Burg and Gerya, 2005). For such thrusts, thicknesses of the order of meters and tens of meters would imply extremely low mean effective thrust viscosities, *i.e.* $\leq 10^{19} \text{ Pa.s}$ (Figs. SI.3c and SI.3d). Therefore, for hecto- to kilometeric thrust thicknesses, the range of MCT mean viscosities inferred by our parametric study and its extrapolation according to our dimensional analysis agrees with realistic viscosity values ($\sim 10^{19}$ to 10^{21} Pa.s).

The Br trends limiting the domain of reproducibility for the IMZ associated to the MCT involve shear stresses ($= \eta V/h = Br Q/V$) of approximately 200 MPa (Fig. SI.3d). Authors concluding that shear heating is not important for IMZ around the MCT often limit stresses in their models by applying very low friction angles (e.g. 4° , Herman *et al.*, 2010) and additionally applying arbitrary maximal stress values (e.g. 50 MPa , Herman *et al.*, 2010). However, rheology-independent results based on the lateral variation of the gravitational potential energy (GPE) associated to the Tibetan plateau show that the difference between the horizontal stress and the lithostatic stress must be at least 70 to 84 MPa in average assuming a 100 km thick lithospheric layer (e.g., Molnar and Lyon-Caen, 1988 ; Molnar *et al.*, 1993 ; Schmalholz *et al.*, 2014). Assuming that the strength in the lithospheric layer is concentrated in one half or one third of its thickness provides average values of stress differences in the range of 140 to 252 MPa , res-

pectively. Consequently, deviatoric stresses (*i.e.*, here half the stress difference) of ~ 100 MPa and more may not only be possible, but may actually be required to generate and support the Tibetan plateau during the India-Asia orogeny because of the associated lateral variations in GPE. The GPE based argument concerning stress magnitudes is known since the classical work of Jeffrey (1959), and is recognized as robust estimate for stress magnitudes due to its rheology independence (*e.g.*, Kanamori, 1980). Stress estimates based on lateral variation in GPE are minimum estimates for stresses (lower bounds) that are necessary to support a static plateau. Stresses acting during the dynamic deformation and generation of the plateau can be larger than the GPE-based stress estimates. Furthermore, several studies have concluded that stresses on faults may exceed 100 MPa (*e.g.*, Scholz, 1980; Molnar and England, 1990; England and Molnar, 1993). Therefore, published stress estimates and our results, based on dimensional analysis and 2-D automatized thermo-kinematic modeling, suggest that shear heating was either the dominant thermo-mechanical process or at least a process of equal importance as advection (*e.g.* due to accretion) during the generation of IMZ around the MCT.

3.3 Prédiction complémentaire du budget thermique : Influence des paramètres thermiques

L'analyse dimensionnelle présentée précédemment permet de quantifier la contribution relative au budget thermique des zones de cisaillement d'échelle lithosphérique des trois processus thermiques majeurs que sont la diffusion, l'advection et le shear heating. La vitesse relative V le long de la zone de cisaillement ainsi que le pendage θ sont reconnus pour contrôler significativement la perturbation thermique autour des zones de cisaillement (*e.g.*, England et Molnar, 1993; Shi et Wang, 1987). Par ailleurs, le shear heating, contrôlé par la résistance mécanique effective des roches déformées, η , a souvent été considéré comme un processus d'influence non-négligeable sur la thermique des zones de cisaillement (*e.g.*, Burg et Gerya, 2005; Graham et England, 1976; Molnar *et al.*, 1983; Nabelek *et al.*, 2001; Pavlis, 1986; Peacock, 1992; Reitan, 1968a,b, 1969; Scholz, 1980). Néanmoins, le shear heating demeure toujours ardemment débattue (*e.g.*, Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Kidder *et al.*, 2013). Enfin, l'épaisseur h de la zone cisailée, pouvant varier jusqu'à quelques kilomètres, n'a jamais été considérée dans les bilans thermiques alors qu'elle est impliquée dans les trois processus thermiques sous leur formes adimensionnées (Eq. 9 de l'article 2). La variabilité de ces quatre paramètres, V , θ , η et h a été présentée dans l'article 2 (section 4 et Figs. 2 à 4) — leurs valeurs y étant avant-tout considérées dans les gammes propres aux zones de cisaillement intra-continentales (Tab. 3.1). L'ensemble de ces quatre paramètres, de par leurs variabilités respectives et leurs implications dans les différents processus thermiques, montrent un degré de répercussion sur le budget thermique de premier ordre autour des zones de cisaillement (Fig. 4 de l'article 2). En effet, les trois processus thermiques peuvent tour à tour le dominer, et l'épaisseur h pour la première fois se voit attribuer, par l'adimensionnement analytique, une influence remarquable.

L'illustration qui est faite du modèle analytique pour ces quatre variables, dans l'article 2 précédemment présenté, argumente l'intense variabilité du budget thermique face aux contributions des trois processus thermiques majeurs. L'influence de la variabilité des autres paramètres (Tab. 3.1), rarement prise en compte, mérite donc également d'être testée.

Afin d'illustrer dans son intégralité l'analyse dimensionnelle vis-à-vis de l'ensemble des variables impliquées, l'impact du reste des paramètres est maintenant présenté. Ceux-ci, à savoir la conductivité thermique k , la densité ρ , la capacité calorifique Cp , le flux de chaleur mantellique Q , les paramètres de la production de chaleur radiogénique Hr_0 et z_r , et enfin la profondeur z_f le long de la zone de cisaillement sont définis sur des intervalles de valeurs rendant compte de gammes étendues réalistes (Tab. 3.1).

Gammes de valeurs pour les propriétés thermiques des roches

La conductivité thermique des roches k , en fonction de la lithologie et de sa thermo-dépendance, est généralement comprise entre 1 et 5 $W.m^{-1}.K^{-1}$, et les valeurs les plus classiques s'étalent de 2 à 4 $W.m^{-1}.K^{-1}$ (Turcotte et Schubert, 2002, p.435; Clauser et Huenges, 1995; Seipold, 1998; Zoth et Haenel, 1988). Par ailleurs, de nombreuses études attestent de la forte thermo-dépendance de k marquée par sa diminution en fonction de la température (*e.g.*, Abdulagatov *et al.*, 2006; Clauser et Huenges, 1995; Horai et Susaki, 1989; Seipold, 1998; Vosteen et Schellschmidt, 2003; Whittington *et al.*, 2009; Zoth et Haenel, 1988). Cependant, même la diminution significative de k induite par l'augmentation de la température environnante ne rend pas

variable input	symbol	min	max	unit	
depth along the shear zone	z_f	0	30	km	
KINEMATICS					
shear velocity	V (#)	1	3	cm.yr ⁻¹	
RHEOLOGY					
shear zone effective viscosity	η (#)	10 ¹⁹	10 ²¹	Pa.s	
3-D GEOMETRY					
shear zone thickness	h	1	5	km	
strain pitch	ψ	$\left\{ \begin{array}{l} (a) \\ (b) \end{array} \right.$	0	90	°
shear zone dip	θ		10	50	°
THERMAL PROPERTIES					
rock thermal conductivity	k	1	5	W.m ⁻¹ .K. ⁻¹	
rock density	ρ	2500	3300	kg.m ⁻³	
rock heat capacity	Cp	800	1200	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	
surface radiogenic heat production	Hr_0	0	4	μW.m ⁻³	
radioactivity specific depth	z_r	0	30	km	
mantle heat flux	Q	20	50	mW.m ⁻²	

TABLE 3.1 – Paramètres en entrée du modèle de l'analyse dimensionnelle et leurs gammes de valeurs respectives. (#) : intervalles propres aux zones de cisaillement intra-continentales. Les angles ψ et θ sont considérés selon : (a) une gamme restreinte de valeurs typiquement adaptée pour les variations de pendage des chevauchements et détachements, et (b) une gamme étendue de valeurs, afin de témoigner, par exemple de l'influence de la composante décrochante.

compte de valeurs en-deçà de 1 W.m⁻¹.K⁻¹ (cf. Duprat-Oualid *et al.*, 2013 : Fig. 4). Les densités ρ , relatives aux roches crustales sont définies entre 2500 et 3300 kg.m⁻³ (Fig. 3.2). La capacité calorifique Cp des roches est généralement de l'ordre de 1000 W.kg⁻¹.K⁻¹, avec des valeurs centrées autour 900 W.kg⁻¹.K⁻¹ aux conditions atmosphériques de surface (Waples et Waples, 2004) qui tendent à augmenter en fonction de la température, et donc de la profondeur (Whittington *et al.*, 2009). La gamme choisie, allant de 800 à 1200 W.kg⁻¹.K⁻¹, englobe aisément les valeurs de Cp relatives aux roches continentales.

Gammes de valeurs de la production de chaleur radiogénique

Pour des roches de type croûte continentale, la chaleur produite lors de la désintégration radioactive est généralement de l'ordre de quelques μW.m⁻³ (e.g., Pinet et Jaupart, 1987; Turcotte et Schubert, 2002; Wollenberg et Smith, 1987). Un modèle de décroissance exponentielle de la chaleur radiogénique en fonction de la profondeur (Lachenbruch, 1968) est communément utilisé pour la croûte continentale (e.g., Molnar et England, 1990; Turcotte et Schubert, 2002). Cette tendance est parfois simplifiée à une structuration verticale de blocs verticaux de radioactivité homogène (e.g., Gerya et Meilick, 2011; Ghazian et Buiter, 2013; Henry *et al.*, 1997) ou à une loi de décroissance progressive. La fonction sans nul doute la plus répandue décrit le profil de production de chaleur radiogénique par une loi de décroissance exponentielle (Turcotte et Schubert, 2002; Eq. 2 de l'article 2). Celle-ci présente l'avantage de n'utiliser que deux paramètres pour caractériser la structuration en profondeur de la chaleur radiogénique produite : la production en surface Hr_0 et une profondeur spécifique z_r intégrée dans l'exponentielle. Ici,

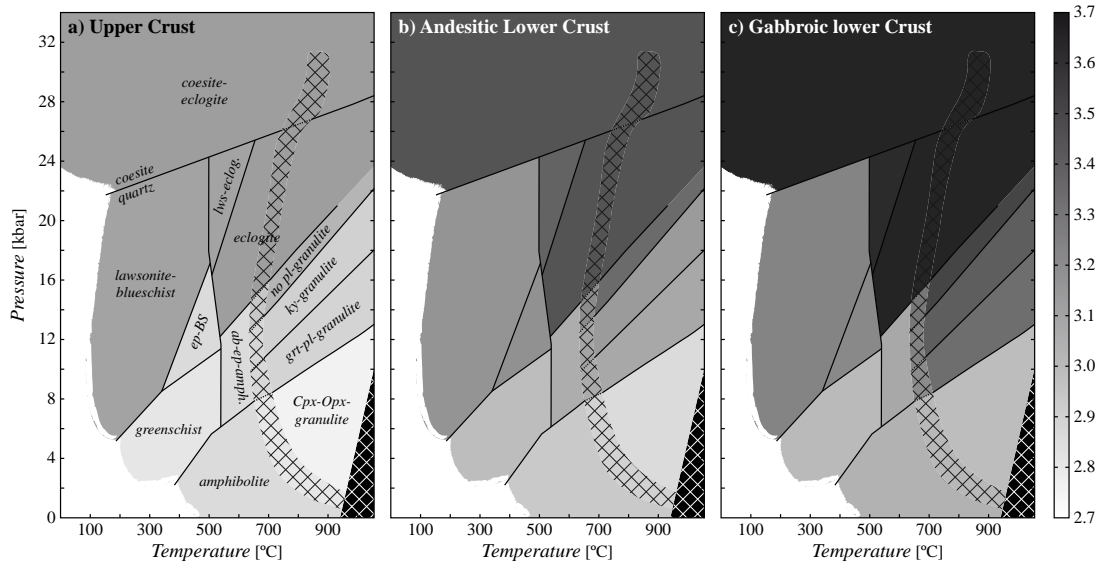


FIGURE 3.2 – Diagramme pression-température de densités calculées à partir de trois chimies de roche totale différentes de croûte continentale (modifié d'après Bousquet et al. (1997)) : a) croûte supérieure, b) croûte inférieure andésitique et c) croûte inférieure gabbroïque. Les valeurs (sans dimension) expriment les densités relative à la masse volumique de l'eau. Les différents champs représentent schématiquement les différents faciès métamorphiques. Les abréviations utilisées pour les minéraux caractéristiques sont issues de Whitney et Evans (2010). Les aires hachurées de noir et de blanc désignent respectivement la zone de wet melting et de dry melting.

Hr_0 est choisie dans un large intervalle de 0 à $4 \mu\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ et z_r balayant les profondeurs depuis la surface jusqu'au Moho, soit $\sim 30 \text{ km}$.

Gammes de valeurs du flux de chaleur mantellique

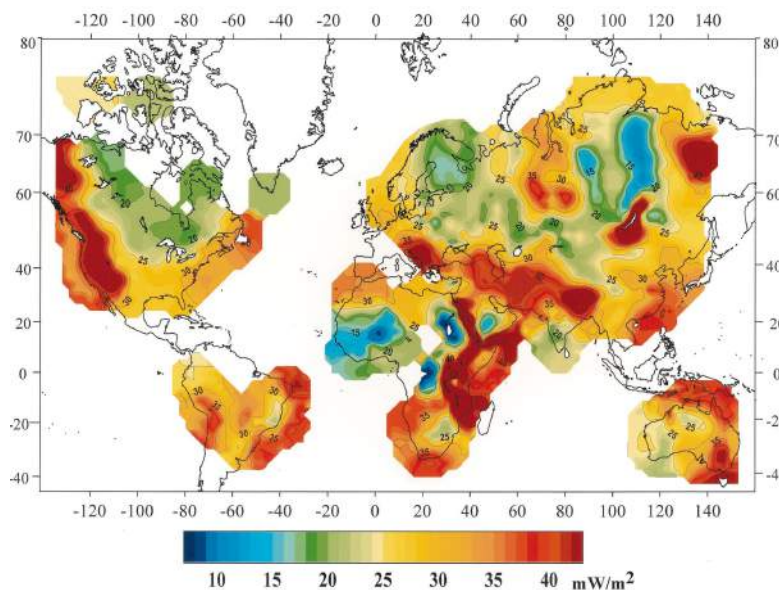


FIGURE 3.3 – Flux de chaleur mantellique sublithosphérique calculé et interpolé à partir de données de flux de chaleur en surface et de modèles de distribution des éléments radioactifs (Artemieva et Mooney, 2001).

Le flux matellique de chaleur Q , également inaccessible directement, est estimé à partir des données de flux de surface et de la distribution estimée de la radioactivité (e.g., Artemieva et

Mooney, 2001; Pollack et Chapman, 1977 ; Fig. 3.3). Une gamme allant de 30 à 50 $mW.m^{-2}$ est ici considérée.

La figure 3.4 présente l'influence des paramètres thermiques k , ρ , Cp , Q et Hr_0 sur les contributions des trois processus thermiques majeurs. La figure 3.5 illustre l'impact des profondeurs z_r et z_f .

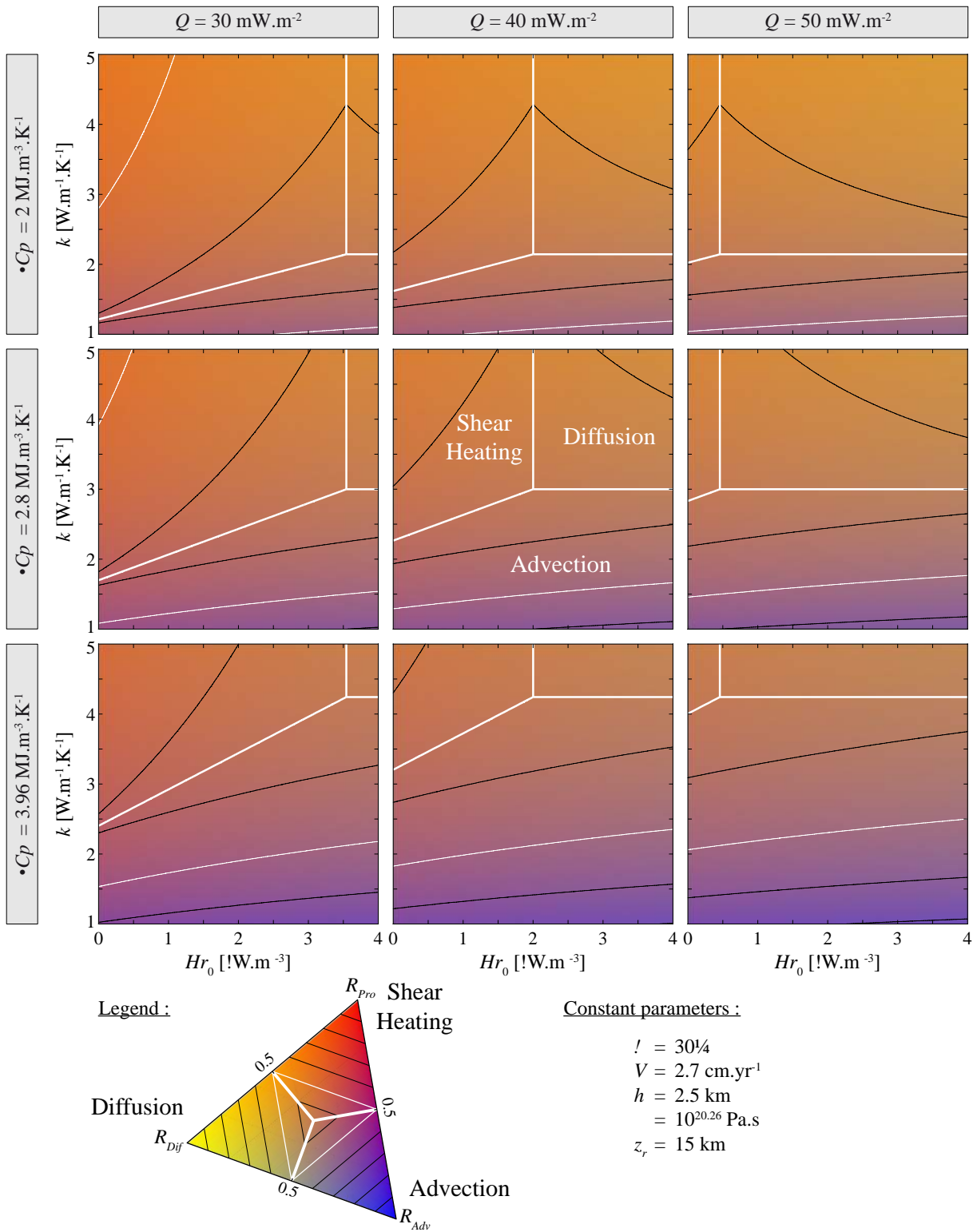
3.3.1 Influence des paramètres de la diffusivité thermique (Fig. 3.4)

rock density ρ [$kg.m^{-3}$]	heat capacity Cp [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	volumic heat capacity ρCp [$MJ.m^{-3}.K^{-1}$]
2500	800	2
2800	1000	2.8
3300	1200	3.96

TABLE 3.2 – Trois combinaisons différentes de densités ρ et de capacités calorifiques Cp et la capacité calorifique volumique correspondante $\rho Cp = \rho \cdot Cp$. La figure 3.4 reprend chacune de ces combinaisons (qui peuvent alors correspondre à une infinité de combinaisons $[\rho, Cp]$).

Une augmentation de la conductivité thermique k ou une baisse de la capacité calorifique volumique ρCp , *i.e.*, une hausse de la diffusivité thermique κ , provoquent de façon évidente une augmentation de la contribution diffusive dans le budget thermique (Eqs. 10 et 11 de l'article 2). Dans les gammes de valeurs réalistes utilisées ici, l'influence de la variabilité de k est plus intense que celle de la densité ρ ou de la capacité calorifique Cp . Cette observation est en parfait accord avec les conclusions relatives à l'impact des propriétés thermiques des roches sur l'inversion thermique autour des chevauchements majeurs intra-continentaux (Duprat-Oualid *et al.*, 2013). Elle est d'autant plus importante qu'elle contribue à la domination de la diffusion à la fois sur l'advection et sur le shear heating (*cf.* Eq. 10 de l'article 2). Au contraire, ρCp intervient dans la compétition de la diffusion uniquement face à l'advection. En outre, une zone de cisaillement présentant une capacité calorifique volumique faible défavorise le rôle de l'advection sur celui de la production interne. En effet, si l'énergie nécessaire pour élever ou abaisser localement la température est faible, alors les influences de l'apport interne de chaleur (shear heating) et du transport de la chaleur par diffusion deviennent plus fortes sur l'évolution du budget thermique. Les champs sous domination de la production ou de la diffusion gagnent alors du terrain sur celui de l'advection.

FIGURE 3.4 (following page) – Contributions sans dimension de la diffusion thermique, de l'advection thermique et du shear heating, R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , respectivement, au budget thermique autour d'un chevauchement intra-continentale à la profondeur $z_f = 30$ km. Les résultats ici sont présentés en fonction de la production de chaleur radiogénique en surface Hr_0 et de la conductivité thermique k . Chaque diagramme est réalisé pour un flux matellique Q donné et une certaine capacité calorifique volumique ρCp (Tab. 3.2). Les autres paramètres sont fixés aux mêmes valeurs pour l'ensemble des diagrammes et sont déterminés sur la base du diagramme central de la figure 4 de l'article 2, au niveau du point triple entre les domaines de contrôle thermique.



3.3.2 Influence de la structure thermique initiale et la profondeur z_f (Fig. 3.4 et 3.5)

La structure thermique initiale est introduite dans notre analyse dimensionnelle par la normalisation, dans l'équation de la chaleur, de la température à la température initiale T_0 , à la profondeur z_f considérée (cf. Eq. 7 de l'article 2). Celle-ci intervient uniquement dans le terme adimensionné de la production *Pro* servant ainsi de base pour quantifier l'apport thermique interne par rapport à l'état initial. Par conséquent, plus la température initiale T_0 est faible, plus l'incrément thermique par shear heating autour de la zone de cisaillement est important. Le flux mantellique Q ainsi que la production de chaleur radiogénique Hr (via Hr_0 et z_r), tout deux contribuant positivement au gradient géothermique initial (cf. SI#1 de l'article 2), tendent donc à diminuer l'impact de la production interne sur celui de la diffusion et de l'advection. Ainsi, le domaine majoritairement contrôlé par la production s'étend aux froides températures T_0 , i.e. vers les faibles valeurs de Q , Hr_0 (Fig. 3.4) et z_r (Fig. 3.5). Au contraire, le nombre de Peclet Pe est indépendant de T_0 et, par conséquent, la limite entre les domaines advectif et diffusif est invariante en fonction de Q et Hr_0 .

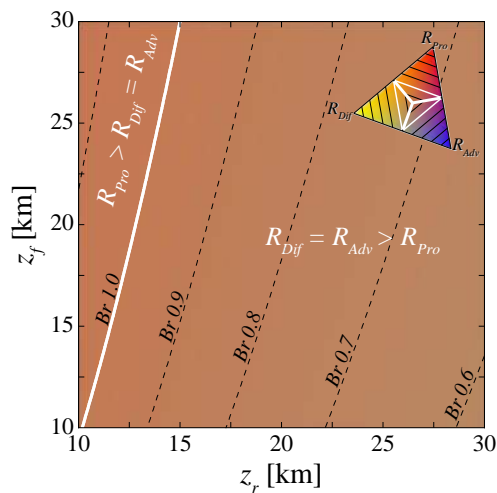


FIGURE 3.5 – Contributions sans dimension R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} au budget thermique aux abords d'un chevauchement intra-continentale en fonction de z_r et z_f . Les autres paramètres sont fixés sur la base du diagramme central de la figure 4 de l'article 2, au niveau du point triple entre les domaines de contrôle thermique. Ici, $Pe = 1$ et les lignes en pointillés noirs représentent des isovaleurs du nombre de Brinkman Br .

La profondeur z_f considérée le long de la zone de cisaillement, introduite par la normalisation de la température, n'intervient également que dans le terme de production *Pro*. Ainsi, la carte des contributions thermiques en fonction de paramètres impliqués dans l'adimensionnement de la température (e.g., z_r et z_f) traduit simplement la variation du nombre de Brinkman Br alors que le nombre de Peclet Pe demeure homogène (Fig. 3.5). L'influence des profondeurs z_f et z_r reste extrêmement limitée, voire négligeable.

3.4 Du budget thermique à la signature thermique

Notre modèle d'analyse dimensionnelle permet, à partir d'un jeu de paramètres définissant le contexte général de tout type de zone de cisaillement lithosphérique, de déterminer au premier ordre quel(s) est (sont) le(s) processus thermique(s) dominant(s) du budget thermique aux abords du contact. L'advection thermique et le shear heating provoquent en absolu une augmentation locale des gradients thermiques (au travers de la zone de cisaillement et ses abords) : l'advection par la mise en contact de blocs de températures initiales différentes et, le shear heating par la production de chaleur syn-déformationnelle au sein de la zone de cisaillement. Ils constituent donc deux processus perturbateurs du champ thermique dont les effets

thermiques peuvent être plus ou moins dispersés par la diffusion thermique. La domination d'un ou plusieurs processus sur le budget thermique engendre une signature thermique particulière comme en témoignent les simulations numériques thermo-cinématiques 2-D de zones de chevauchement présentées dans la section 3 de l'article 2 (Fig. 3).

Ces signatures thermiques peuvent être marquées par deux types de perturbations thermiques. Pour révéler et distinguer ces deux perturbations thermiques, deux champs scalaires thermiques doivent être utilisés : le champ de la température T , ainsi qu'un gradient spatial. Le gradient thermique selon l'axe normal à la zone de cisaillement (z') permet en particulier de repérer au mieux les variations latérales de la température.

Les deux perturbations thermiques se distinguent selon l'étendue spatiale. D'une part, une **variation globale de la température** (*i.e.* une constante dans l'espace, sans l'être nécessairement dans le temps) sera révélée uniquement par les schémas de l'évolution du champ de la température T alors que le gradient $\partial T / \partial z'$ demeurera constant au cours du temps. D'autre part, une **variation locale de la température**, autour et au sein de la zone de cisaillement — *i.e.* à l'échelle de son épaisseur — sera décelable par l'évolution du champ thermique, mais sera principalement mise en lumière par les variations du gradient thermique $\partial T / \partial z'$.

Ce second type de variation thermique est fondamental d'un point de vue géologique car il traduit l'influence locale de processus thermiques actant sur des objets de grande échelle (ici les zones de cisaillement lithosphériques). Les marques d'une perturbation thermique locale mais intense autour d'une limite structurale apparaissent ainsi bien plus nettement et sont d'autant plus spectaculaires (*e.g.*, inversion thermique métamorphique associée au MCT, Himalaya : *cf.*, article 1, Duprat-Oualid *et al.*, 2013). Le cas de l'inversion thermique métamorphique associée au MCT (Himalaya) en est une illustration type, excitant toujours autant les foules chercheuses qui ne parviennent à s'accorder sur un consensus au regard des facteurs de cette signature.

Deux champs thermiques peuvent en outre être analysés selon l'objet étudié : (i) les températures instantanées et (ii) les pics de températures atteints.

D'une part, **l'évolution des températures instantanées**, illustrant le propos de la section 3 de l'article 2 (Fig. 3), est utilisable à condition d'avoir accès aux informations thermiques en temps réel.

Seule la tomographie sismique permet d'avoir une image des variations relatives de la température en profondeur à partir des variations de la vitesse de propagation des ondes sismiques. Les interprétations tomographiques sont seulement qualitatives (distinction de volumes plus chauds / froids) et doivent notamment faire face aux dépendances de la vitesse de propagation des ondes sismiques aux variations de lithologie (impliquant, comme la température, une probable variation de la densité), aux variations de la taille des grains (Faul et Jackson, 2005) et aux propriétés anélastiques du milieu traversé par les ondes (Karato, 1993; Karato et Karki, 2001). La tomographie sismique est un outil précieux pour la connaissance de la structure des domaines profonds où des corps thermiques de grande échelle peuvent être décelés (*e.g.*, panneau plongeant dans l'asthénosphère, hausse progressive des températures dans la manteau à l'approche des zones d'accrétion océanique ;

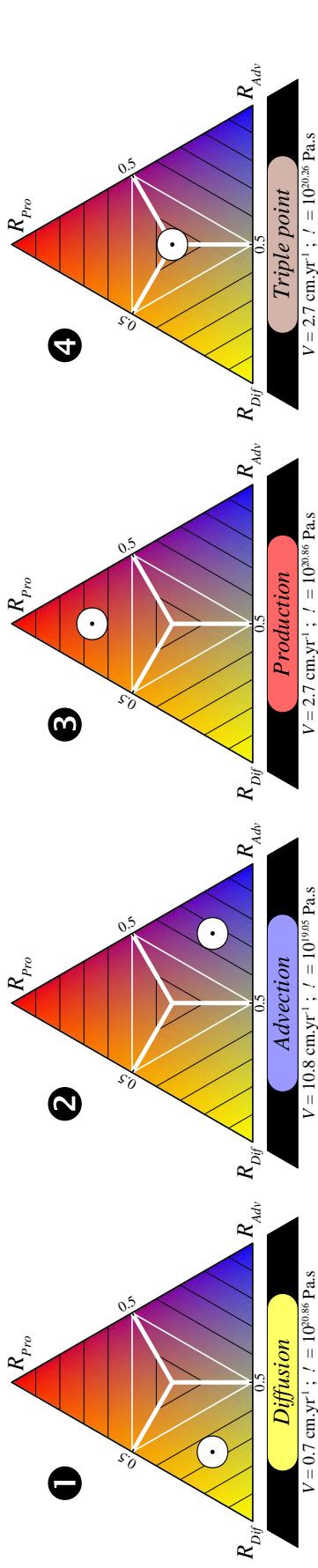
Montagner et Tanimoto, 1991). En revanche, la grande variabilité chimique de la lithosphère — et plus particulièrement du domaine crustal — associée à la relative faible résolution de l'imagerie tomographique à plus faible profondeur en font un outil inadapté à la structure thermique de la lithosphère, et ce d'autant plus pour des variations thermiques à l'échelle de quelques kilomètres.

Si le champ thermique instantané dans la lithosphère n'est donc pas aisément accessible, le flux thermique en surface est lui au contraire détectable plus facilement (Pollack *et al.*, 1993). Ses variations à l'aplomb de grandes structures lithosphériques témoignent de balances énergétiques en profondeur, en particulier au niveau des fosses des zones de subduction océanique (Toksöz *et al.*, 1971). Au contraire, l'absence ou le caractère négligeable d'une anomalie du signal thermique en surface remet également en question l'influence perturbatrice de certains processus thermiques en profondeur (*e.g.*, faille de San Andreas ; Lachenbruch et Sass, 1980).

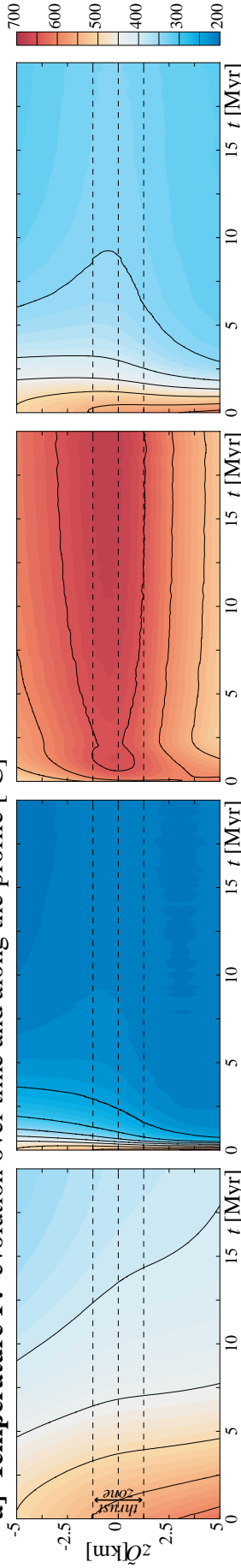
D'autre part, l'état des températures métamorphiques est également utilisable dans le cadre d'une étude couplant modélisation numérique et analyse dimensionnelle. L'érosion, avec la participation de mouvements décrochants, permet ainsi d'exhumer des sections de zone de cisaillement et leurs alentours au travers desquelles les variations des températures métamorphiques peuvent traduire soit (i) une perturbation post-métamorphique liée à la déformation syn-cinématique des isogrades (et en particulier des isothermes métamorphiques), soit (ii) une perturbation thermique syn-cisaillement (voir l'état de l'art des différentes théories sur l'origine du métamorphisme inverse associé au MCT, *cf.* section 2.1, page 17 et l'"introduction et état de l'art" (section 1) de l'article 1, Duprat-Oualid *et al.*, 2013). Les enregistrements métamorphiques sont précieux, riches en informations, et traduisent souvent, par thermochronologie, des pics de températures ou des passages d'isothermes diachrones au travers de la zone cisailée et ses alentours — en particulier pour le cas du métamorphisme inverse associé au MCT où les âges sont systématiquement plus vieux dans le bloc supérieur (*Greater Himalayan Sequence*) que dans le bloc inférieur (*Lower Himalayan Sequence*) (*e.g.*, Catlos *et al.*, 2001; Copeland *et al.*, 1991; Kohn *et al.*, 2001; Metcalfe, 1993) et où les datations au travers du MCT lui-même montrent une activité polyphasée du chevauchement (*e.g.*, Catlos *et al.*, 2001).

Les deux types de signatures thermiques (instantanées et métamorphiques), caractéristiques de la domination de chacun des trois processus (diffusion, advection, shear heating ; respectivement R_{Dif} , R_{Adv} , $R_{Pro} = 2/3$) sur le budget thermique d'une zone de chevauche-

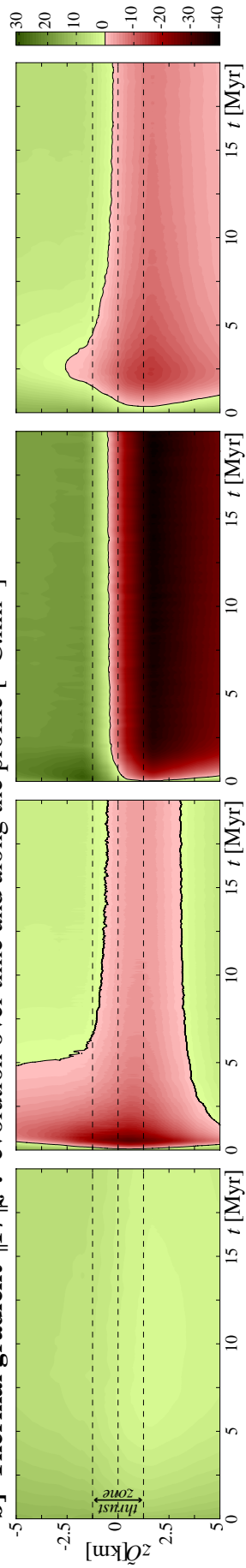
FIGURE 3.6 (following page) – **Signatures thermiques des chevauchements.** Simulations numériques de chevauchements lithosphériques pour quatre combinaisons de vitesse V et viscosité η définissant quatre combinaisons de contributions thermiques : ❶ : Diffusion dominante : $R_{Dif} = 2/3$, $R_{Adv} = R_{Pro} = 1/6$. ❷ : Advection dominante : $R_{Adv} = 2/3$, $R_{Dif} = R_{Pro} = 1/6$. ❸ : Shear heating dominant : $R_{Pro} = 2/3$, $R_{Dif} = R_{Adv} = 1/6$. ❹ : Aucune contribution dominante : $R_{Dif} = R_{Adv} = R_{Pro} = 1/3$. V et η correspondants sont indiqués pour chaque cas. a) Évolution de la température T au cours du temps t , le long du profil désigné dans la figure 3a de l'article 2 — les résultats pour ❶, ❷ et ❸ sont identiques à la figure 3b-d de l'article 2. z' correspond à la distance structurale sous le chevauchement. b) Évolution du gradient $\partial T / \partial z'$ correspondant au cours du temps, le long du même profil.



a] Temperature T : evolution over time and along the profile [°C]



b] Thermal gradient $\|T\|_z$: evolution over time and along the profile [°C.km⁻¹]



ment, sont présentés dans les deux prochaines sections. Les résultats sont extraits de simulations numériques thermo-cinématiques 2-D utilisant le modèle décrit dans l'article 2 (Fig. 3a de l'article 2). Un quatrième cas, à contributions thermiques égales ($R_{Dif} = R_{Adv} = R_{Pro} = 1/3$) est également illustré. L'évolution de la température considérée (instantanée : Fig. 3.6a, puis métamorphique : Fig. 3.7a) est extraite le long du profil normal et à cheval sur le chevauchement à une profondeur de 30 km sur une distance de 10 km (Fig. 3a de l'article 2). Le gradient thermique structural correspondant est également exposé, respectivement dans les figures 3.6b et 3.7b.

3.4.1 Évolution du champ thermique (Fig. 3.6)

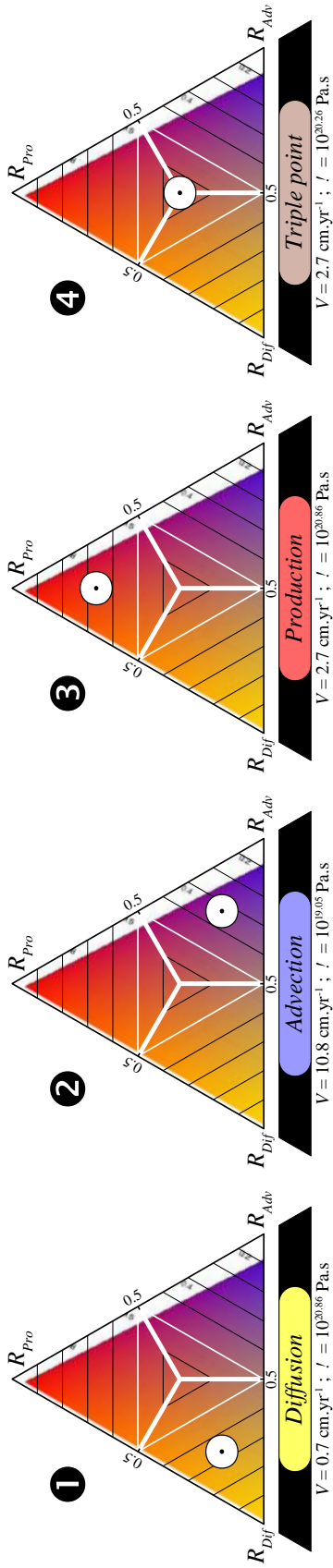
Les trois simulations numériques propres à la domination de chacun des processus (① → ③) attestent de signatures tout à fait distinctes sur le plan de l'évolution du champ thermique T (Fig. 3.6a ; cf. section 3 de l'article 2) ainsi que du gradient correspondant $\partial T / \partial z'$ (Fig. 3.6b). Le résultat thermique de la quatrième simulation, à parts égales des contributions thermiques (④), montre une signature thermique intermédiaire aux trois autres modèles. La combinaison des trois signatures thermiques est encore plus visible au regard du gradient spatial au cours du temps (Fig. 3.6b) attestant nettement d'une perturbation locale de la température intermédiaire. Ainsi, aux premiers stades de la déformation ($< 5 Myr$), une anomalie — marquée par le gradient négatif au proche voisinage de la zone de chevauchement et étendue dans le bloc inférieur — s'intensifie rapidement. Celle-ci est moins élevée que dans les cas dominés par l'advection (②) ou le shear heating (③) en raison de la contribution diffusive (①) tout aussi importante. Puis cette anomalie décroît, similairement au cas dominé par l'advection, tout en attestant de gradients négatifs dans l'ensemble du bloc inférieur, similairement au cas dominé par le shear heating.

L'état des contributions au budget thermique rend ainsi compte de signatures particulières du champ instantané des températures au cours du temps (Fig. 3.6). En conséquence, ces divers comportements thermiques se traduisent par des signatures métamorphiques différentes. En particulier, les températures maximales atteintes par les roches au travers de la zone de cisaillement et ses alentours peuvent être mises en relations avec les variations de pics métamorphiques dans les roches de la séquence structurale (Fig. 3.7).

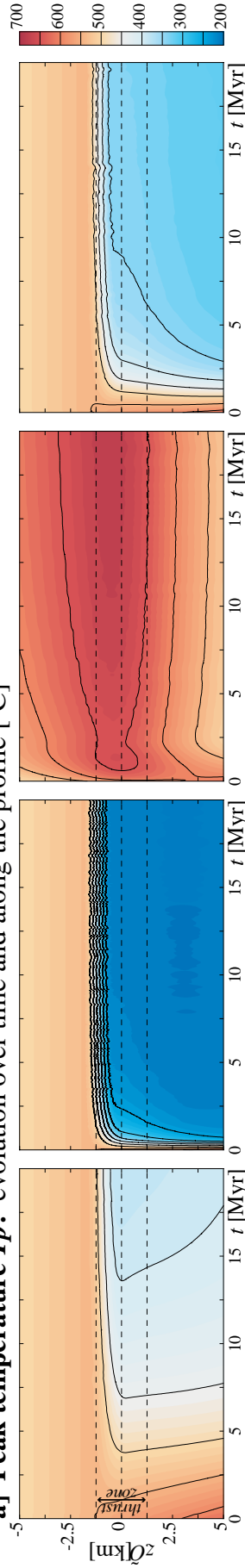
3.4.2 Évolution du champ thermique métamorphique (Fig. 3.7)

Le bloc chevauchant, sans source de chaleur interne (shear heating) ne cesse de se refroidir au cours du temps par diffusion de son énergie thermique vers le bloc chevauché plus froid. Dans ces cas, les pics de température atteints au-dessus du chevauchement dessinent le champ thermique initial (Fig. 3.7a①-②). Au contraire, les roches du bloc inférieur ne cessent de se réchauffer durant leur enfouissement. Les pics de température atteints au cours du temps correspondent donc aux températures atteintes progressivement (*i.e.*, températures instantanées).

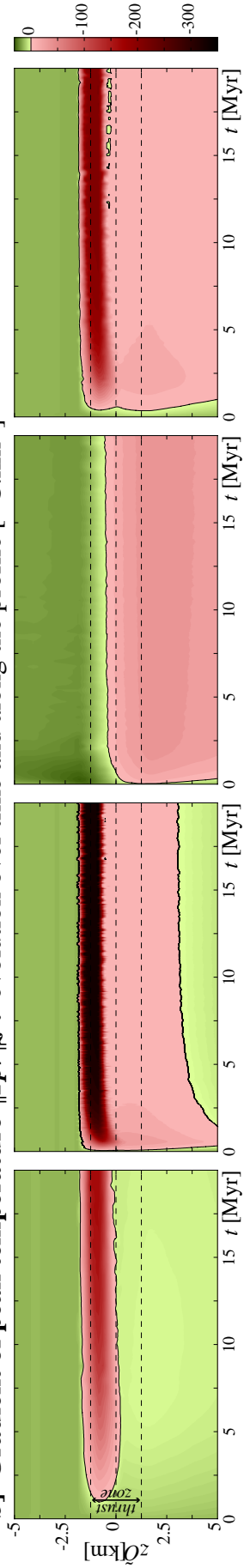
FIGURE 3.7 (following page) – *Signatures thermiques métamorphiques des chevauchements.* Mêmes simulations numériques que pour la figure 3.6. a) Évolution au cours du temps t des pics de température T_p atteints par les roches le long du profil désigné dans la figure 3a de l'article 2. b) Évolution du gradient $\partial T_p / \partial z'$ correspondant au cours du temps, le long du même profil (échelle de couleurs différente de la figure 3.6b).



a] Peak temperature T_p : evolution over time and along the profile [°C]



b] Gradient of peak temperature $\nabla T_p / |z|$: evolution over time and along the profile [°C.km⁻¹]



À une profondeur donnée, la baisse continue des pics de température dans le bloc inférieur traduit le refroidissement de l'ensemble de la zone par enfouissement de matériel de plus faible température. La zone de cisaillement, qui représente, dans nos modèles, une bande au travers de laquelle la vitesse d'enfouissement décroît vers la bordure supérieure, montre alors des pics de température de faible degré. Un intense et très localisé gradient thermique négatif se développe alors dans la partie sommitale de la zone de cisaillement entre les pics de température froids inférieurs et chauds supérieurs (Fig. 3.6b①-②). Celui-ci est d'autant plus intense que l'enfouissement du bloc inférieur est rapide.

Au contraire, sous domination du processus de shear heating, le réchauffement au sein de la zone de cisaillement, diffusé simultanément vers les blocs en contact, contrebalance efficacement le refroidissement par voie advective (Fig. 3.6a③). Les pics de température atteints dans l'ensemble du domaine analysé (Fig. 3.7a③) représentent alors les températures instantanées atteintes au cours du temps (Fig. 3.6a③). Le gradient métamorphique correspondant atteste alors d'une inversion du bloc inférieur au cœur de la zone de cisaillement, repris par un gradient positif dans les niveaux sus-jacents qui montre une intensification du gradient initial (vert plus sombre ; Fig. 3.7b③).

Dans les cas où les processus de la diffusion et de l'advection sont dominants, les températures métamorphiques sont diachrones, avec des âges plus vieux dans le bloc supérieur. Les inversions métamorphiques sont extrêmement localisées et très intenses, de l'ordre de $100^{\circ}\text{C.km}^{-1}$ pour le premier cas (Fig. 3.7b①) à plusieurs centaines de $^{\circ}\text{C.km}^{-1}$ pour le second cas (Fig. 3.7b②). Au contraire, dans le cas du shear heating dominant, le métamorphisme est synchrone au travers de l'ensemble du système structural et se répercute en une inversion métamorphique beaucoup plus modérée de l'ordre de quelques dizaines de $^{\circ}\text{C.km}^{-1}$ (Fig. 3.7b③), plus cohérente avec les données thermiques du métamorphisme au travers des chevauchements majeurs intra-continentaux (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2004; Kohn, 2008; Pitra *et al.*, 2010 ; Fig. 2.1, page 18).

Enfin, le dernier cas, à contributions thermiques égales, montre un métamorphisme diachrone entre les niveaux inférieurs et supérieurs (Fig. 3.7a④), à l'instar des cas dominés par la diffusion ou l'advection (Fig. 3.7a①-②). Un fort gradient métamorphique négatif caractérise la moitié supérieure de la zone de chevauchement, mais se prolonge également, moins intensément, dans l'ensemble du bloc inférieur sous l'influence du shear heating (Fig. 3.7b④).

Le couplage de notre modèle d'analyse dimensionnelle aux modèles numériques thermo-cinématiques, constitue donc un outil idéal pour comprendre l'origine de signatures et perturbations thermiques particulières. En effet, pour une déformation lithosphérique localisée le long d'une même zone de cisaillement au cours du temps, il est donc possible d'inverser les profils des enregistrements métamorphiques afin de remonter à un état de premier ordre des contributions des trois processus thermiques.

Le modèle d'analyse dimensionnelle rend compte de l'influence de la diffusion thermique, de l'advection thermique et du shear heating qui agissent sur le budget des zones de cisaille-

ment (*e.g.*, Duprat-Oualid *et al.*, 2013; England et Molnar, 1993; Shi et Wang, 1987). Cependant, il ne peut intégrer directement d'autres processus fréquemment appelés pour expliquer les signatures métamorphiques, en particulier l'érosion (*e.g.*, Beaumont *et al.*, 2001) souvent conjointement associée au processus d'accrétion (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2004, 2006; Huerta *et al.*, 1998, 1999). Ces deux processus représentent en réalité des modifications du contexte cinématique.

L'exhumation de l'unité chevauchante (*e.g.*, par érosion) correspond simplement à une redistribution de la vitesse de convergence entre les deux blocs, où l'unité au toit assure une part du déplacement relatif. L'érosion seule impacte la perturbation thermique globale dans le sens où elle permet l'exhumation de matériel profond et chaud. Ainsi, dans le cas des chevauchements, une convergence assurée uniquement par l'exhumation du bloc chevauchant entraînera un réchauffement global par arrivée de matériel sous-jacent. Au contraire, une convergence uniquement assurée par le plongement de l'unité inférieure entraînera un refroidissement global. Néanmoins, la répartition de la vitesse entre les deux blocs n'influence pas drastiquement la signature de la perturbation thermique locale aussi bien en terme d'intensité que d'extension spatiale à l'échelle de l'ensemble de la zone de cisaillement (Duprat-Oualid *et al.*, 2013). La perturbation locale maximale est simplement décalée vers des domaines plus superficiels lorsque l'érosion est plus intense. L'érosion seule n'influence donc pas la signature spatiale de la perturbation thermique locale qui dépend uniquement des processus actant à l'échelle de la zone de cisaillement.

En revanche, l'accrétion implique la reprise de la déformation localisée par plusieurs zones de cisaillement successives. Celles-ci ne peuvent donc être représentées dans notre modèle d'analyse dimensionnelle qui ne considère qu'une seule zone de cisaillement. Deux modes d'accrétion sont utilisés dans les modèles pré-existants : (i) une accrétion sur l'ensemble du chevauchement frontal depuis la surface jusqu'à la base du prisme d'accrétion (*e.g.*, Huerta *et al.*, 1998, 1999), ou (ii) une accrétion localisée en profondeur, sur un segment du chevauchement, traduisant la segmentation de portions du bloc inférieur transférés cinématiquement vers le bloc supérieur — modèle de sous-plaquage (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006).

Seule l'accrétion pose donc véritablement problème vis-à-vis de l'analyse dimensionnelle, d'autant qu'elle est fréquemment considérée pour expliquer la formation du métamorphisme inverse intra-continentale. Néanmoins, le processus de l'accrétion ne se répercute que sur la signature thermique métamorphique dans la partie supérieure du complexe chevauchant. Au contraire, le bloc inférieur peut être étudié au simple regard de l'action des processus de la diffusion thermique, de l'advection thermique et du shear heating. La question qui se pose désormais est de savoir s'il est possible de reproduire au premier ordre les données thermiques métamorphiques du bloc inférieur à la zone de chevauchement uniquement à partir de ces trois processus, ou si d'autres processus sont absolument requis.

Dans le chapitre suivant, je propose donc d'étudier cela plus en détail. Pour cela, l'idée est de reprendre les données du métamorphisme inverse associé au MCT (Himalaya) et d'en extraire les caractéristiques thermiques de premier ordre. Cet exercice d'application, couplant les modèles analytiques à des simulations numériques appliquées à un cas concret, constitue donc une approche inverse.

3.5 De la signature thermique au budget thermique : approche inverse appliquée au métamorphisme inverse intra-con- tinental (le cas du MCT, Himalaya)

3.5.1 Métamorphisme inverse associé au MCT : contexte structural et métamor- phique

La chaîne Himalayenne *sensu stricto* a fait l'objet de nombreuses études structurales et métamorphiques et ce depuis les campagnes du *Geological Survey of India* à la fin du dix-neuvième siècle (*e.g.*, Middlewiss, 1887; Oldham, 1893, 1917). Résultant de la collision Indo-Eurasienne initiée il y a environ 40-50 *Myr* (Rowley, 1996), la chaîne Himalayenne *sensu stricto* (*i.e.* le domaine méridional à la suture de l'Indus-Tsangpo) consiste en un empilement de nappes de composition principalement sédimentaire rattachée à la marge passive septentrionale de l'Inde et dont l'histoire tectono-métamorphique atteste d'une complexité polyphasée (*e.g.*, Webb *et al.*, 2011). Yin (2006) offre une synthèse accomplie récente de l'évolution tectonique de la chaîne Himalayenne au Cénozoïque basée sur la compilation de travaux axés sur la structuration de l'orogène, les contraintes d'exhumation et de sédimentation, et qui complète efficacement d'autres travaux de synthèse de ces quinze dernières années (*e.g.*, Avouac, 2003; Hodges, 2000).

Le MCT y constitue l'une des plus importantes zones de chevauchement (Fig. 3.8a; *e.g.*, Bouchez et Pecher, 1981; Oldham, 1893). Il est présent sur tout le long de l'orogène, du Kashmir à l'ouest jusqu'au-delà du Boutan à l'Est, *i.e.* sur environ 2500 *km*. Il correspond à une famille de structures compressives parallèles interprétée comme une large zone de cisaillement ductile à vergence sud (*e.g.*, DeCelles *et al.*, 2001; Harrison *et al.*, 1997). Le cisaillement s'y serait fait en plusieurs temps séparés, le long de structures sous des conditions rhéologiques à la fois fragiles et ductiles (*e.g.*, Macfarlane *et al.*, 1992). Structuralement, le MCT est défini comme la limite entre la Séquence Himalayenne Inférieure (LHS pour *Lower Himalayan Sequence*) au mur et la "Séquence Himalayenne Majeure" (GHS pour *Greater Himalayan Sequence*) au toit (*e.g.*, Heim et Gansser, 1939) (Fig. 3.8b).

La LHS, bordée à sa base par le chevauchement du *Main Boundary Thrust* (MBT), consiste en une séquence de 5 à 10 *km* d'épaisseur principalement composée de la marge passive tardi-Précambrienne de l'Inde, recouverte de sédiments clastiques Crétacé à Éocène partiellement métamorphisés (*e.g.*, Brookfield, 1993; Parrish et Hodges, 1996; Yin et Harrison, 2000). Avec l'ensemble des nappes chevauchantes sous-jacentes, l'architecture structurale en aval du MCT constitue un duplex chevauchant de grande échelle, en formation depuis le Pliocène inférieur (*e.g.*, Célérier *et al.*, 2009b). La GHS, limitée à son sommet par le Détachement Sud-Tibétain (STD pour *South Tibetan Detachment*) (Burchfiel *et al.*, 1992), représente une séquence épaisse de 5 à 15 *km* constituée de sédiments tardi-Protérozoïques à début Cambriens, hautement métamorphisés, également appartenant à la marge passive du nord de la plaque Indienne (*e.g.*, Parrish et Hodges, 1996; Vidal *et al.*, 1982).

Associée au MCT, une zonation métamorphique inverse de plusieurs kilomètres d'épaisseur a été largement reconnue et décrite depuis la seconde moitié du dix-neuvième siècle (*e.g.*, Arita, 1983; Frank *et al.*, 1973; Heim et Gansser, 1939; Hodges *et al.*, 1988; Hubbard, 1989; Jain et Manickavasagam, 1993; Le Fort, 1975, 1986; Mallet, 1875; Mottram *et al.*, 2014; Pecher, 1989; Sinha-Roy, 1982; Von Loczy, 1907). La séquence inverse, principalement décrite dans le Népal

3.5. DE LA SIGNATURE THERMIQUE AU BUDGET THERMIQUE : APPROCHE INVERSE APPLIQUÉE AU MÉTAMORPHISME INVERSE INTRA-CONTINENTAL DU MCT (HIMALAYA)

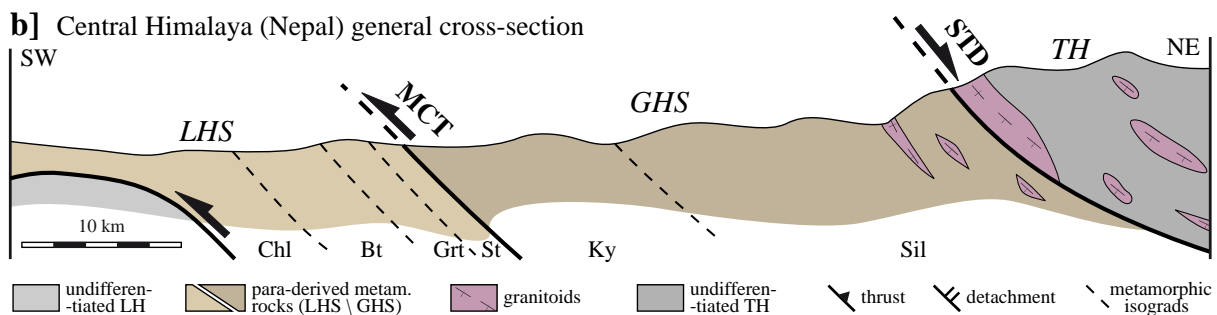
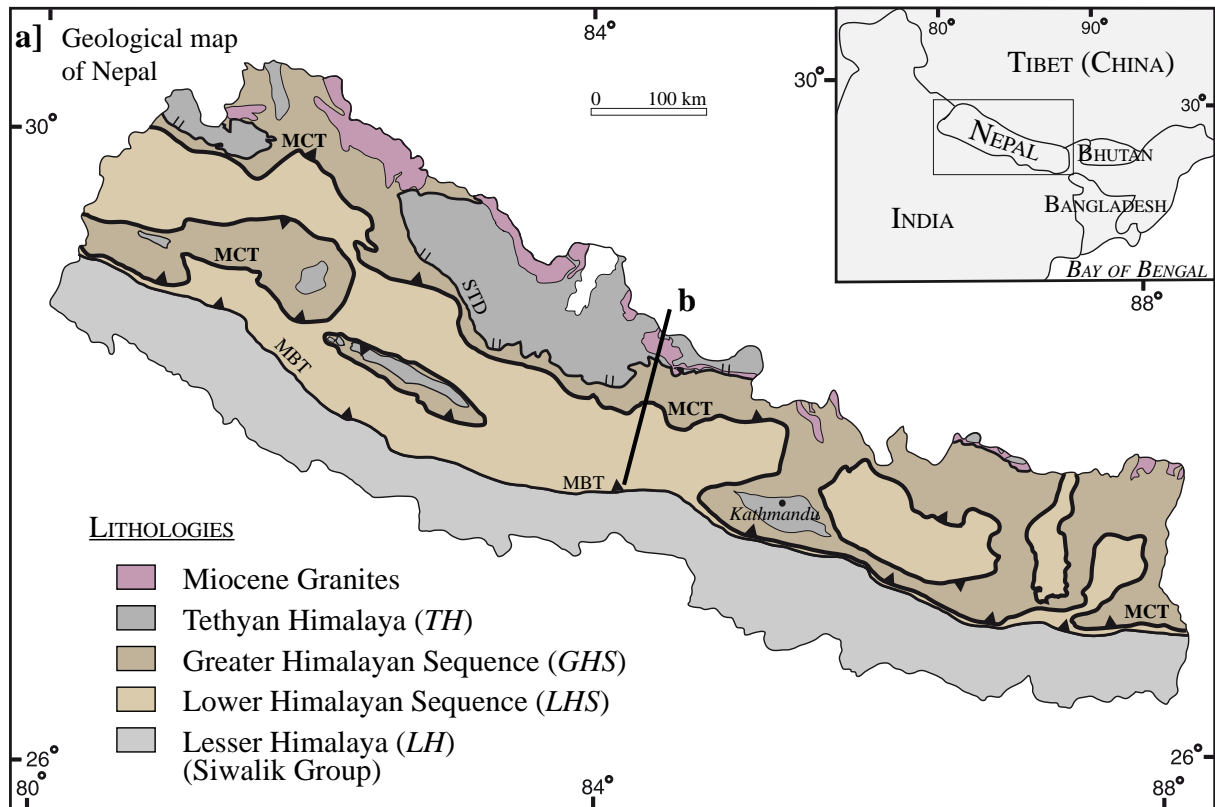


FIGURE 3.8 – a) Carte géologique schématique du Nepal montrant les unités structurales majeures et les zones de cisaillement majeures : MBT : Main Boundary Thrust ; MCT : Main Central Thrust ; STD : South Tibetan Detachment. b) Coupe générale transversale de la chaîne Himalayenne Népalaise, modifiée d'après Harrison et al. (1999).

central (cf. article de synthèse de Guillot (1999)), correspond à une augmentation progressive significative des grades métamorphiques du mur au toit du système chevauchant. Cette zonation métamorphique, parallèle aux structures, est principalement caractérisée par une inversion des conditions thermiques (Fig. 3.9a). Classiquement, elle montre le passage du faciès schiste vert à amphibolite dans la LHS (e.g., Beyssac et al., 2004; Pecher, 1978; Ray, 1947), puis à un métamorphisme Barrovien à sillimanite (\pm cordiérite) dans la GHS, avec la succession vers le haut des isogrades marquant l'apparition du grenat, du staurotide et du disthène (e.g., Pecher, 1989; Vannay et Hodges, 1996; Fig. 3.8b).

Tout au long de la chaîne Himalayenne, la LHS et la GHS ont des histoires structurales et métamorphiques différentes (e.g., Catlos et al., 2001; Copeland et al., 1991; DeCelles et al., 2001; Goscombe et Hand, 2000; Harrison et al., 1997; Hubbard et Harrison, 1989; Mohan et al., 1989;

Mottram *et al.*, 2014; Patel *et al.*, 2011). En conséquence des trajets P-T différents et des surimpositions successives de mouvement structuraux et nouvelles empreintes métamorphiques au travers du système du MCT (LHS+MCT+GHS), les études interprétatives doivent faire face à de nombreuses incertitudes et complexités.

Dans la LHS, l'inversion métamorphique résulte d'un unique évènement prograde durant la subduction continentale sous le MCT (*e.g.*, Pecher, 1989). À partir de datations Th/Pb sur monazites recristallisées dans des métagéolites, qui requièrent des températures $> 500^{\circ}\text{C}$, Harrison *et al.* (1997) suggère que le métamorphisme inverse observé au sommet de l'unité est dû à une récente activation Mio-Pliocène (*e.g.*, Catlos *et al.*, 1999; Copeland *et al.*, 1991) d'une large zone de chevauchement ($> 4 \text{ km}$) en-deçà de l'ancien MCT Miocène inférieur. Dans la GHS, l'inversion des pics thermiques métamorphiques résulte d'évènements métamorphiques diachrones : (i) une première phase de type Barroviennaise au début du Paléocène, suivie par (ii) un large évènement rétrograde depuis l'Oligocène de plus basse pression et/ou plus haute température dû à une rapide surrection sur le MCT (*e.g.*, DeCelles *et al.*, 2000, 2001; Pecher, 1989) regroupant différentes phases de réchauffement et d'enfouissements intermédiaires (Hodges *et al.*, 1988; Hodges et Silverberg, 1988). La dernière phase Mio-Pliocène du cisaillement le long de la zone du MCT, associée au mouvement extensif du STD au nord et à une érosion significative, sont à l'origine de l'exhumation, et plus précisément de l'extrusion tectonique de la GHS actuelle (*e.g.*, Vannay *et al.*, 2004). MacFarlane (1995), en ne remarquant aucune structure chevauchante post-métamorphique majeure dans la GHS ni de variation abrupte des pressions métamorphiques, se positionne en faveur d'un métamorphisme syn-déformation.

Entre les deux blocs, la foliation pénétrative de la zone de chevauchement du MCT est marquée par une paragenèse à $\text{grt}+\text{ky}\pm\text{st}\pm\text{rt}$ (*e.g.*, Guillot, 1999; Harrison *et al.*, 1999; Hodges *et al.*, 1988; Le Fort, 1975; Le Fort *et al.*, 1986; MacFarlane, 1995; Metcalfe, 1993; Mohan *et al.*, 1989; Pecher, 1978; Vannay et Grasemann, 1998). Respectivement, les pics de température métamorphique de la zone du MCT s'étendent globalement entre 550 et 700°C (Fig. 3.9a ; cf. les synthèses de Guillot (1999), Harrison *et al.* (1999) ou Hodges (2000) par exemple).

3.5.2 Signature thermique de premier ordre de l'inversion métamorphique

La figure 3.9a expose les estimations thermo-barométriques au travers de la zone du MCT le long de deux transects au cœur du Népal, distants d'environ 160 km (*Langtang* : Kohn (2008) ; *Annapurna* : Corrie et Kohn (2011)). Les tendances de l'évolution des pics de température sur une épaisseur structurale de 10 km mettent en relief l'inversion s'établissant sur plusieurs kilomètres depuis le domaine sommital de la LHS jusqu'à la base de la GHS. Le processus d'accrétion associé à une érosion significative pouvant affecter la structure thermique du bloc supérieur (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Herman *et al.*, 2010; Jamieson *et al.*, 2004; Royden, 1993), nous nous focalisons ici uniquement sur la signature thermique prograde du bloc inférieur et de la zone de cisaillement du MCT — celle-ci étant généralement interprétée comme syn-tectonique par diffusion de chaleur du toit ou de la zone de chevauchement elle-même vers le bloc inférieur (*e.g.*, Célérier *et al.*, 2009a; Harrison *et al.*, 1997).

Le gradient thermique inverse s'initie dans la LHS à hauteur de 20 à $40^{\circ}\text{C.km}^{-1}$ (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2004; Célérier *et al.*, 2009a) et s'intensifie jusqu'à $\sim 100^{\circ}\text{C.km}^{-1}$ au cœur de la zone

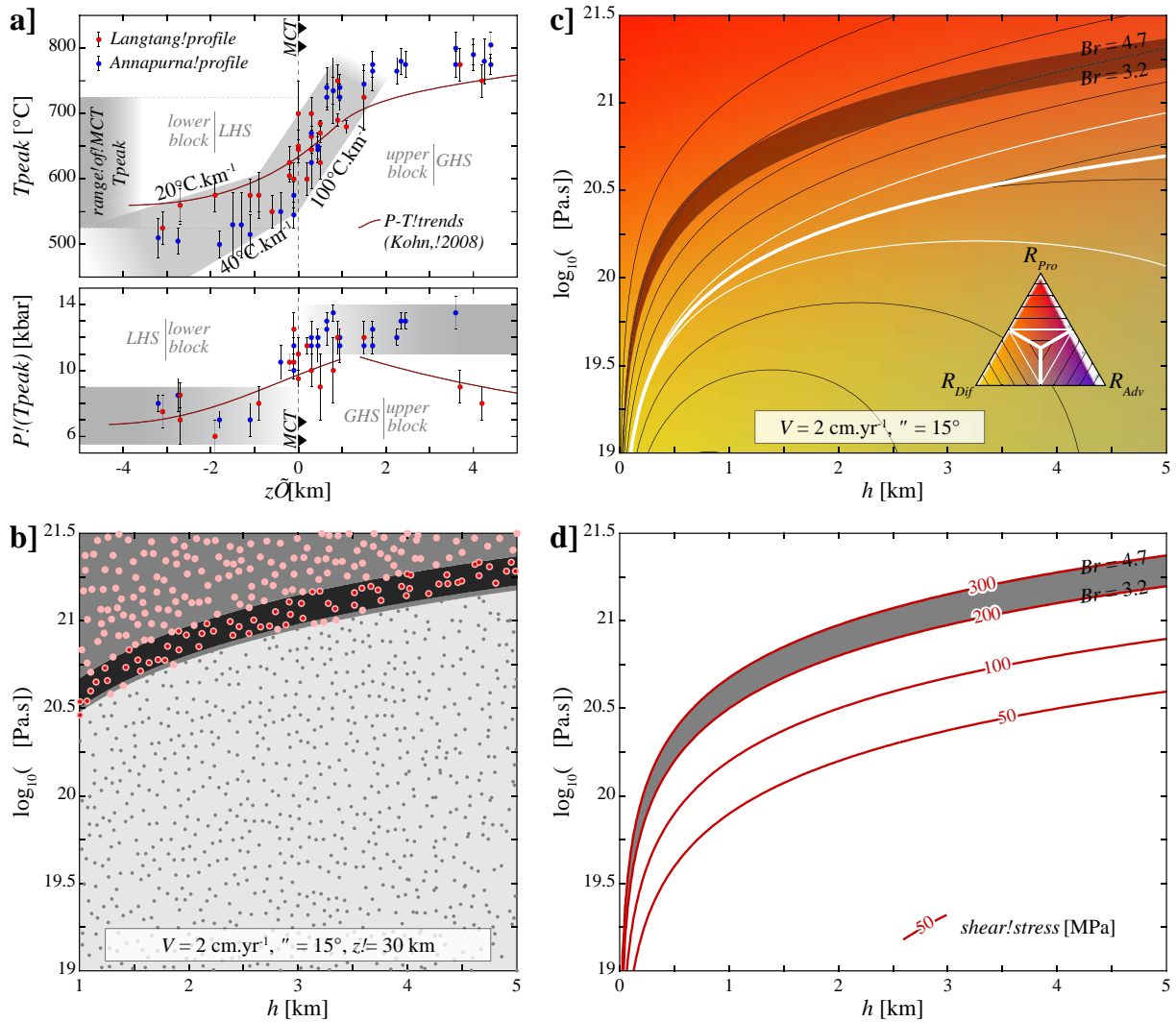


FIGURE 3.9 – a) Profils de pressions et températures métamorphiques (P-T) perpendiculaires au MCT dans les régions de Langtang et de l’Annapurna (d’après Kohn (2008) et Corrie et Kohn (2011)). Les tendances de premier-ordre sont révélées par les bandes grisées. b) Domaines de reproductibilité de l’inversion métamorphique thermique associée au MCT à partir de modèles numériques considérant différentes combinaisons $[h, \eta]$. Les résultats sont extraits du profil exposé dans la Fig. 3a de l’article 2 et chaque cercle correspond à une simulation numérique. Le domaine gris clair couvre les combinaisons $[h, \eta]$ où l’inversion des pics de température n’est jamais reproduite (petits cercle gris). Les cercles rose désignent les modèles pour lesquels l’inversion est reproduite. Le domaine gris intermédiaire indique une reproductibilité transitoire. Le domaine gris foncé (petits cercles rouges) indique un reproductibilité préservée jusqu’à l’état thermique stationnaire. c) Contributions thermiques correspondantes. La bande ombrée reprend le domaine de reproductibilité stationnaire exposée en b). Celle-ci est précisément délimitée par les lignes d’iso-valeurs du nombres de Brinkman : $3.2 \leq Br \leq 4.7$. Dans ce diagramme les épaisseurs h du chevauchement sont étendues à des valeurs inférieures à 1 km, montrant alors l’intense chute des viscosités η requises pour une reproductibilité extrapolée aux chevauchements étroits. d) Domaine de reproductibilité (bande grise) associé à certaines valeurs de contraintes cisailantes (lignes rouges) en fonction de h et η .

de chevauchement (Fig. 3.9a). Les roches impliquées dans le chevauchement ont subi des pics de température élevés (de 525 à plus de 700°C) pour des pressions moyennes (9-12 *kbar*, *i.e.* des profondeurs de 32-43 *km* en considérant uniquement une pression lithostatique et une densité moyenne de 2800 $kg.m^{-3}$; Fig. 3.9a). Ces gammes de valeurs constituent des contraintes clés pour l'analyse du budget thermique de premier ordre aux abords du MCT.

3.5.3 Modélisation numérique et couplage analytique

Exactement sur le même schéma que celui présenté dans la figure 3a de l'article 2, la modélisation numérique thermo-cinématique 2-D nous permet de tester un ensemble de combinaisons paramétriques constantes définissant le contexte cinématique, géométrique, thermique et rhéologique de la zone de cisaillement. Nous utilisons deux contraintes pour déterminer si une simulation numérique reproduit les observations thermiques de premier ordre du métamorphisme inverse associé au MCT : (i) les pics de température, T_{peak} , au sein de la zone de chevauchement sont compris entre 525 et 725°C, et (ii) les gradients de pics de température, $\partial T_{peak}/\partial z'$, dans la LHS et au cœur du chevauchement ($z' \geq 0$) s'étendent entre 20 et 100°C.km⁻¹. Nous considérons alors qu'une simulation est réaliste si ces deux conditions sont réunies simultanément. De plus, l'accent est porté sur l'éventualité que les résultats attestent d'une reproductibilité à l'état stationnaire — *i.e.* lorsque les pics de température deviennent relativement constant (*i.e.*, $t < 20$ Myr : Fig. 3.7).

Le nombre de paramètres variables à intégrer dans les modèles peut être réduit sur la base (i) de l'importance de la variabilité de certains d'entre eux sur le combat entre les trois processus thermiques (modèle d'analyse dimensionnelle), et (ii) de considérations issues d'études réalisées sur le cas du MCT. L'accent doit être mis sur les paramètres les plus influents, à savoir la vitesse de convergence V , le pendage θ (le pitch ψ est ici considéré droit, *i.e.* chevauchement pur), la viscosité η et l'épaisseur h du chevauchement. Le contexte thermique n'apparaît pas drastiquement influent sur la variabilité du budget thermique aux abords d'une zone de cisaillement lithosphérique, à l'exception de la conductivité thermique k (Figs. 3.4 et 3.5). La vitesse de convergence le long du MCT est estimée à $V \sim 2$ cm.yr⁻¹ (Bilham *et al.*, 1997; Guillot *et al.*, 2003; et de façon générale, pour une synthèse des estimations du raccourcissement assuré par le front Himalayen, *cf.* Yeats et Thakur, 1998) et son plongement à $\theta \sim 15^\circ$ (*e.g.*, Avouac, 2003; Kaneko *et al.*, 2003). Nous considérons ces valeurs comme des ordres de grandeurs, sans tenir compte de la variabilité des estimations qui est de l'ordre de quelques mm.yr⁻¹ et de quelques degrés, respectivement. Au contraire, la résistance mécanique η de la zone déformée ainsi que son épaisseur h demeurent les plus grandes inconnues. Nous choisissons donc ici de nous focaliser sur la variabilité de ces deux paramètres. La conductivité thermique pourrait également, ultérieurement, faire l'objet d'une analyse inverse. Néanmoins, dans le présent exercice, elle est fixée à 3 W.m⁻¹.K⁻¹ (valeur moyenne pour des roches crustales; *e.g.*, Turcotte et Schubert, 2002).

Nous utilisons donc ces valeurs fixées pour V , θ et k , et appliquons le modèle numérique thermo-cinématique 2-D décrit dans Duprat-Oualid *et al.*, 2013 (*cf.* chapitre 2, page 15) en faisant varier h et η . De manière automatique, une série de simulations a été exécutée avec des combinaisons aléatoires de h et η dans les gammes de 1 à 5 *km* et 10¹⁹ à 10^{21.5} Pa.s, respectivement. Les modèles numériques simulent des chevauchements sur 20 Myr. Les signatures

thermiques sont regardées en terme de pics thermiques du métamorphisme. Les résultats sont analysés au travers du profil exposé dans la figure 3a de l'article 2, à savoir le transect centré sur le chevauchement à $z_f = 30 \text{ km}$ de profondeur. Seul le segment étalé du bloc inférieur à la zone de cisaillement est considéré.

Dans le champ $[h, \eta]$ de la figure 3.9b, les modèles qui permettent de reproduire à un moment donné les deux conditions thermiques simultanément sont indiqués par les pastilles rosées. Parmi ces modèles, l'addition d'un symbole circulaire rouge distingue les combinaisons $[h, \eta]$ qui voient ces conditions métamorphiques réunies jusqu'à l'état stationnaire. Une reproductibilité transitoire des données est ainsi signalée sur fond gris intermédiaire, alors que la reproductibilité pèrene est repérée par le domaine sur fond gris sombre.

Les modèles qui reproduisent avec succès l'inversion métamorphique dans le niveau sommital de la LHS ($\partial T_{peak}/\partial z'$) et le MCT (T_{peak} et $\partial T_{peak}/\partial z'$) jusqu'à l'état stationnaire (zone gris sombre) apparaissent sur une étroite bande de combinaisons $[h, \eta]$. La comparaison de ces modèles (Fig. 3.9b) avec les contributions thermiques sans dimension au budget thermique issues du modèle d'analyse dimensionnelle (Fig. 3.9c) atteste d'une contribution du shear heating (R_{Pro}) nécessairement dominante sur celle de la diffusion (R_{Dif}) et de l'advection (R_{Adv}). Dans l'ensemble du domaine $[h, \eta]$ modélisé, l'advection thermique est minoritaire face à la diffusion thermique et la production interne par shear heating. De surcroît, la bande de reproductibilité pèrene (grisée sur la Fig. 3.9c) suit strictement la tendance d'isovaleurs du nombre de Brinkman Br ($= Pro/Dif$; Eq. 10 de l'article 2), entre 3.2 et 4.7. Ces valeurs de Br correspondent à des contributions du shear heating R_{Pro} de l'ordre de 70 à 80%, suggérant ainsi que pour **notre configuration du modèle**, le shear heating est le processus thermique dominant sur le contrôle du budget thermique du MCT et de son domaine voisin non-déformé inférieur (LHS).

Notre étude démontre que les caractéristiques thermiques de **premier ordre** au voisinage des zones de chevauchement peuvent être prédites et quantifiées par une analyse dimensionnelle simple utilisant des gammes de valeurs **réalistes**. Pour des chevauchements intra-continentaux ($V < 3 \text{ cm.yr}^{-1}$ et $\eta = 10^{19} - 10^{21.5} \text{ Pa.s}$), les caractéristiques de **premier ordre** du métamorphisme inverse intra-continentale (pics de température élevés et intense gradient thermique négatif dans le bloc inférieur) peuvent être expliquées par une domination du shear heating dans le budget thermique. Dans notre modèle, ces caractéristiques peuvent être reproduites simultanément au cours du chevauchement si les valeurs de Br s'étendent au-delà de ~ 3 (Fig. 3.9b,c). La préservation de l'inversion métamorphique n'est alors possible que dans une gamme étroite de valeurs de Br (entre 3.2 et 4.7 pour le MCT).

Cependant, lorsque des vitesses de convergence plus grandes ($V > 5 \text{ cm.yr}^{-1}$) et des viscosités plus faibles ($\eta < 10^{20} \text{ Pa.s}$) sont considérées, la contribution advective (R_{Adv}) peut être suffisante à la génération d'une inversion thermique significative et le shear heating non-requis (e.g., Kidder *et al.*, 2013). L'accrétion et l'érosion, si considérées dans notre simple modèle, augmenteraient effectivement l'importance de l'advection, d'autant plus que ces deux processus sont souvent invoqués pour expliquer l'inversion métamorphique dans le bloc supérieur du

chevauchement (*e.g.*, Herman *et al.*, 2010; Huerta *et al.*, 1998; Kidder *et al.*, 2013; Royden, 1993). Dans ces cas, les pics thermiques (et pressions associées) enregistrés au sein des écaillés déformées accrétées dans le bloc supérieur (Fig. 3.9a) correspondent à des conditions physiques diachrones antérieures des derniers stades de déformation (*e.g.*, Catlos *et al.*, 2001 ; Figs. 3.6 et 3.7).

Sans shear heating, il est impossible de rendre compte d'une inversion thermique significative dans le bloc au mur du chevauchement sans atteindre des inversions métamorphiques extrêmes au niveau du chevauchement lui-même (Fig. 3.7b③ ; *e.g.*, England *et al.*, 1992). Il est alors nécessaire de considérer une vitesse d'accrétion intense afin d'évacuer les domaines cisailés vers les niveaux structurellement plus sommitaux, au-delà du chevauchement actif. Une accrétion par découpage de domaines crustaux successives rendrait alors compte de saut de pics de températures ce qui contredit les observations (*e.g.*, MacFarlane, 1995). Seule une accrétion progressive et continue, *i.e.* ductile, pourrait alors expliquer à la fois l'inversion significative des températures métamorphiques du bloc inférieur au bloc supérieur.

Cependant, les pics de température élevés au sein du chevauchement requièrent nécessairement des sources de chaleur internes intenses (shear heating) et/ou un géotherme initialement élevé (flux mantellique ou production de chaleur radiogénique élevés). Le géotherme initial, fixé dans l'application précédente, est par la suite testé pour étudier son influence sur la reproductibilité du métamorphisme inverse en intégrant une part non-négligeable de chaleur radiogénique.

3.5.4 Influence de la production de chaleur radiogénique

Dans l'application précédente, la production de chaleur radiogénique n'a pas été prise en compte. Cependant, celle-ci a souvent été mise en avant comme une contribution d'importance majeure à l'évolution thermique autour des chevauchement (*e.g.*, Herman *et al.*, 2010; Huerta *et al.*, 1998; Kidder *et al.*, 2013; Royden, 1993). Son influence sur le budget thermique et sur l'inversion métamorphique des pics de température appliquée à l'inversion métamorphique associée au MCT est par conséquent ici présentée et discutée.

Dans l'équation sans dimension de la chaleur (Eq. 8 de l'article 2), la production de chaleur radiogénique est intégrée dans le facteur Pro (Eq. 9 de l'article 2) par le biais de la température initiale T_0 . Il est important de déterminer si la production de chaleur radiogénique peut constituer une contribution thermique majeure au budget thermique, et en particulier si sa contribution peut dominer le shear heating dans le domaine contrôlé par la production de chaleur. D'une part, la production de chaleur radiogénique crustale est de l'ordre de $1 \mu W.m^{-3}$ (Turcotte et Schubert, 2002, p. 141–143). D'autre part, considérant un chevauchement intra-continental, les vitesses de convergence peuvent atteindre quelques $cm.yr^{-1}$ distribuées au travers d'une zone de cisaillement pluri-kilométrique (épaisseur). Sous de telles conditions, les viscosités minimales pour satisfaire $Hs \geq 1 \mu W.m^{-3}$ sont relativement faibles entre 10^{18} et $10^{20.4} Pa.s$ (Fig. 3.10a).

Une condition absolue pour la domination de la production de la chaleur sur le budget thermique est $Br > 1$ (Fig. 2a de l'article 2). Pour les mêmes intervalles de vitesses de convergence V et d'épaisseur du chevauchement η (Fig. 3.10a), les viscosités minimales requises pour

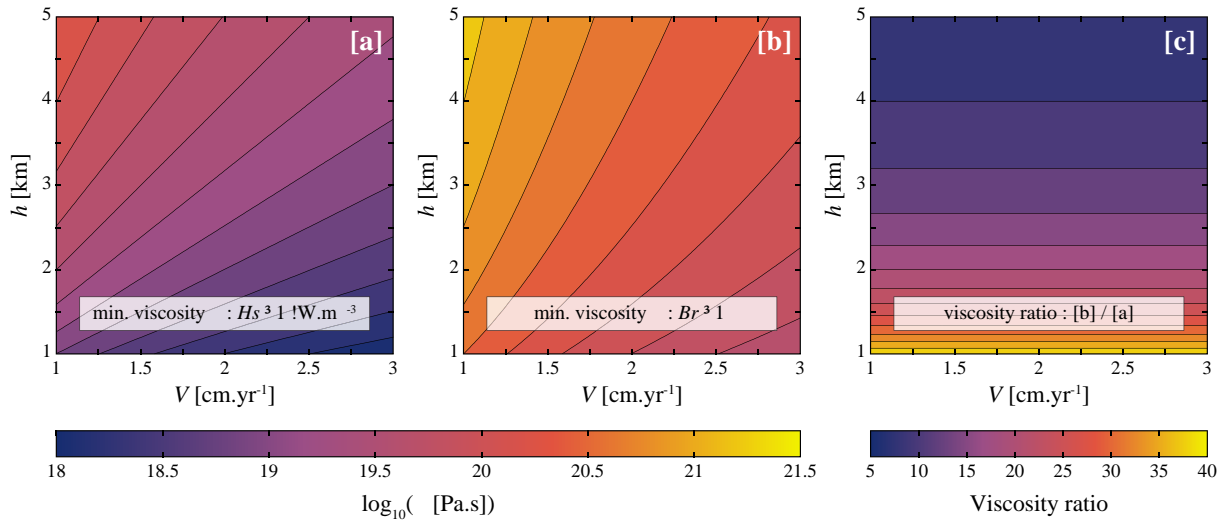


FIGURE 3.10 – *Shear heating vs.. production de chaleur radiogénique dans le champ $[V, h]$. a) Viscosités minimales requises pour satisfaire $Hs \geq 1 \mu W.m^{-3}$ (ordre de grandeur correspondant à la croûte continentale radioactive). b) Viscosités minimales requises pour satisfaire $Br \geq 1$ (Eq. 10 de l'article 2). c) Rapport entre les viscosités requises en a) et b). Quelque soit la combinaison $[V, h]$, ce rapport est toujours > 1 reflétant la domination systématique du shear heating sur la production de chaleur radiogénique dans le champ contrôlé par la production (Br au moins > 1).*

respecter $Br > 1$ s'étalent entre $10^{19,7}$ et $10^{21,3} Pa.s$ (Fig. 3.10b). Quelque soit la vitesse de cisaillement (V/h), le shear heating est par conséquent toujours supérieur à la production de chaleur radiogénique lorsque $Br > 1$ (Fig. 3.10c). Cela signifie donc que le shear heating domine toujours la production de chaleur radiogénique dans le champ dominé par la production.

Bien que la production de chaleur radiogénique n'influence pas significativement à grandes profondeurs (Eq. SI.1, Fig. SI.1c,d de l'article 2), elle peut représenter une part importante du champ thermique initial (Eqs. 2 et 3, Fig. SI.1a,b de l'article 2). Pour illustrer cela, prenons par exemple un cas extrême. Une production de chaleur radiogénique homogène dans la croûte de $2 \mu W.m^{-3}$ engendre un incrément thermique initial de $300^\circ C$ à $z = 30 km$ de profondeur et de $225^\circ C$ à mi-parcours ($z = 15 km$).

La figure 3.11a (ou Fig. 3.9b) montre le domaine de reproductibilité de premier ordre de l'inversion métamorphique thermique associée au mur et à la zone de cisaillement du MCT quand la production de chaleur radiogénique n'est pas prise en compte. Lorsque la production de chaleur radiogénique est activée (considérant ici un cas extrême à $Hr = 2 \mu W.m^{-3}$ dans l'ensemble de la croûte continentale, l'inversion des pics de température apparaît, mais, en raison des intensités thermiques trop élevées, les modèles ne peuvent reproduire les caractéristiques thermiques de l'inversion métamorphique Himalayenne (Fig. 3.11b). Cependant, quand l'incrément thermique initial dû à la radioactivité est oté des pics de températures, les résultats représentent fidèlement la reproductibilité des modèles numériques sans production de chaleur radiogénique (Fig. 3.11c). D'une part, cette observation montre l'importance de la production de chaleur radiogénique sur la définition du géotherme initial (au même titre que Q ou k par exemple). D'autre part, elle rejette l'influence de la production de chaleur radiogénique sur l'évolution du budget thermique lors de l'activité du chevauchement. Ces résultats valident efficacement l'influence négligeable de la production de chaleur radiogénique avancée dans la

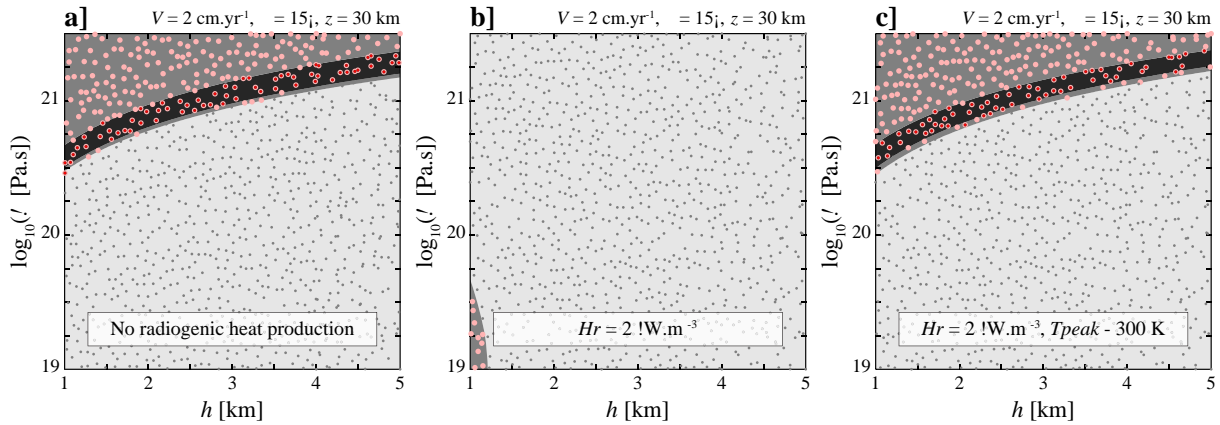


FIGURE 3.11 – Influence de la production de chaleur radiogénique sur le champ de pics de température. Domaines de reproductibilité de l’inversion thermique métamorphique associée aux profils au travers de la zone du MCT (Fig. 3.9a), à partir de modèles numériques en fonction de l’épaisseur h et de la viscosité η de la zone de chevauchement. Les résultats sont reliés au profil exposé en Fig. 3a de l’article 2, et chaque point représente une simulation. Les codes couleurs des points et zones colorées sont identiques à la figure 3.9b. a) Simulations numériques réalisées sans production de chaleur radiogénique (graphique identique à la Fig. 3.9b, mais ici montré pour comparaison avec les diagrammes b) et c) où la production radiogénique est considérée). b) Production radiogénique activée à hauteur de $2 \mu\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ dans l’ensemble de la croûte continentale. Dans ce cas, plus aucune simulation ne coïncide avec les données, si ce n’est pour de faibles vitesses et épaisseurs où l’inversion est éphémère. c) Mêmes résultats qu’en b), à la différence que l’incrément thermique initial à la profondeur $z = 30 \text{ km}$ considérée dû à la production de chaleur radiogénique (i.e. 300°C) est soustrait des pics de température atteints le long du profil au cours du temps. Dans ce cas, les champs de reproductibilité sont exactement identiques à a). Cela montre que la production de chaleur radiogénique influence les pics de température atteints (en les translatant de l’incrément radiogénique initial), mais que les gradients des températures métamorphiques demeurent significativement inchangés.

solution de l’analyse dimensionnelle (Figs. 3.4 et 3.5).

3.5.5 Discussion et bilan de l’application

L’application de notre modèle d’analyse dimensionnelle sur des signatures thermiques naturelles passe par un couplage nécessaire avec des modèles numériques thermo-cinématiques 2-D reprenant les combinaisons paramétriques en entrée en simples constantes homogènes. Cette méthode, appliquée à la zonation métamorphique inverse associée au MCT, en supposant un chevauchement d’épaisseur kilométrique, implique des viscosités relativement intenses ($\eta \geq 10^{20.5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$; Fig. 3.9b). Pour des raisons de temps de calculs, une grille de 1 km de résolution a été utilisée pour l’étude paramétrique numérique (plus de 1000 simulations, Fig. 3.9b, puis de même pour la Fig. 3.11b,c). La coïncidence des résultats des modèles (Fig. 3.9b) avec les isovaleurs du nombre de Brinkman entre $Br = 3.2$ et 4.7 (Fig. 3.9c) nous autorise à extrapoler les résultats à de plus petites épaisseur (i.e. $h < 1 \text{ km}$) pour $3.2 \leq Br \leq 4.7$. Supposant alors $h = 100 \text{ m}$, l’inversion métamorphique associée au MCT requiert une viscosité effective dans le chevauchement entre $10^{19.5}$ et $10^{19.67} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (Eq. 10 de l’article 2, Fig. 3.9c,d). Ces valeurs demeurent cohérentes avec des chevauchements à vitesses de convergence élevées (e.g., Burg et

Gerya, 2005). Pour de tels chevauchements, des épaisseurs de l'ordre du mètre ou de la dizaine de mètres impliqueraient des viscosités extrêmement faibles au sein de la zone de chevauchement, *i.e.* $\leq 10^{19} \text{ Pa.s}$ (Fig. 3.9c,d). Pour des épaisseurs cisailées hecto- à kilométriques, la gamme de viscosités moyennes du MCT inférée par l'étude paramétrique et son extrapolation à partir de l'analyse dimensionnelle concorde avec des valeurs réalistes de viscosité ($\sim 10^{19}$ à 10^{21} Pa.s).

Les tendances du nombre de Brinkman Br limitant le domaine de reproductibilité pour l'inversion métamorphique associée au MCT implique des contraintes cisailantes ($= \eta V/h$) d'environ 200 MPa (Fig. 3.9d). Les auteurs concluant que le shear heating n'est pas important pour l'inversion métamorphique dans la zone du MCT limitent souvent les contraintes dans leurs modèles en appliquant des angles de friction très faibles (*e.g.*, 4° : Herman *et al.*, 2010) tout en limitant également les contraintes cisailantes maximales (*e.g.*, 50 MPa : Herman *et al.*, 2010). Cependant, des résultats indépendants de la rhéologie basés sur la variation latérale de l'énergie potentielle gravitationnelle (GPE) associée au plateau Tibétain montre que la différence entre les contraintes horizontales et la pression lithostatique doit être au moins de 70 à 84 MPa en moyenne en supposant une lithosphère épaisse de 100 km (*e.g.*, Molnar *et al.*, 1993; Molnar et Lyon-Caen, 1988; Schmalholz *et al.*, 2014). En supposant que la résistance de la lithosphère soit concentrée sur la moitié ou le tiers de son épaisseur, les valeurs de contraintes différentielles s'étalent entre 140 et 252 MPa, respectivement. En conséquence, des contraintes différentielles de 100 MPa ou plus peuvent non seulement être possibles, mais peuvent également être requises pour générer et supporter le plateau Tibétain pendant la collision Inde-Asie. De plus, de nombreuses études ont conclu que les contraintes exercées sur les failles peuvent dépasser 100 MPa (*e.g.*, England et Molnar, 1993; Molnar et England, 1990; Scholz, 1980). Plus récemment, Lechmann *et al.* (2014) ont appliqué un modèle numérique 3-D thermo-mécanique multi-couches (éléments finis) dans le but d'examiner l'état des contraintes et de la rhéologie dans l'ensemble de l'orogène Himalaya-Tibet et structures adjacente (système collisionnel Inde-Asie). En utilisant des viscosités variables verticalement, tantôt indépendantes, tantôt répondant à la loi de puissance ductile, ces auteurs ont démontré que les surpressions tectoniques maximales (dues à la GPE) dans une croûte inférieure Indienne résistante peuvent atteindre 500 à 800 MPa selon un scénario statique ou dynamique, respectivement. Les résultats des modèles de Lechmann *et al.* (2014) coïncident par ailleurs avec les données cinématiques GPS de surface et rendent compte de viscosités de l'ordre de 10^{21} à 10^{24} Pa.s dans la croûte inférieure et de 10^{20} à 10^{22} Pa.s dans les grandes zones de cisaillement décrochantes latérales. Par conséquent, les estimations publiées de contraintes et de viscosité ainsi que nos résultats, basés sur une analyse dimensionnelle et une modélisation numérique thermo-cinématique 2-D automatisée, suggèrent que le shear heating peut être le processus thermo-mécanique dominant, ou du moins, d'importance similaire à l'advection (*e.g.*, convergence ou accréation) pendant la génération d'une inversion métamorphique similaire à celle développée au voisinage du MCT.

3.6 Avantages et limites de l'analyse dimensionnelle

L'évolution thermique autour d'une zone de cisaillement lithosphérique résulte de la compétition complexe de différents processus, principalement les transports thermiques par diffusion et advection ainsi que la chaleur générée dans la zone de cisaillement par conversion de l'énergie mécanique (shear heating). Ces processus impliquent une multitude de paramètres

aux intervalles de variabilité propres. Certains d'entre eux sont spécifiques à un unique processus (*e.g.*, la conductivité thermique pour la diffusion, la résistance mécanique pour le shear heating) et d'autres interviennent à plusieurs plans (*e.g.*, la vitesse relative de la zone de cisaillement pour l'advection et le shear heating). Les combinaisons paramétriques déterminent donc l'intensité de contrôle de chaque processus sur le budget thermique général dans et aux abords de la zone de cisaillement.

3.6.1 Une approche simple permettant d'aborder le budget thermique des zones de cisaillement au premier ordre...

Le modèle d'analyse dimensionnelle présenté permet, de manière simple et compréhensible, la quantification au premier ordre des contributions relatives des trois processus thermiques majeurs (diffusion, advection et shear heating) au budget thermique d'une zone de cisaillement, quel qu'en soit le contexte (chevauchement, détachement, décrochement). Ce modèle analytique constitue donc un outil novateur qui se positionne en complément des précédents travaux analytiques ou numériques, appliqués à des contextes plus particuliers (*e.g.*, Barr et Dahlen, 1989; Behn *et al.*, 2007; Brewer, 1981; Brun et Cobbold, 1980; England et Molnar, 1993; England et Thompson, 1984; Fleitout et Froidevaux, 1980; Leloup *et al.*, 1999; Molnar et England, 1990; Royden, 1993). En effet, connaissant les paramètres définissant le contexte général d'une zone de cisaillement, ce modèle d'analyse dimensionnelle se révèle être un outil puissant pour la détermination du budget thermique.

Les paramètres appelés permettent de définir l'ensemble du cadre thermique, cinématique, géométrique et rhéologique de la zone de cisaillement. Chacun d'entre eux, dans sa gamme de valeurs réalistes, vient d'être considéré pour son influence sur les prédictions issues de l'analyse dimensionnelle (Fig. 4 de l'article 2 et Fig. 3.4). L'intensité avec laquelle se répercute leur variabilité peut être appréciée par comparaison des différentes cartes de contributions thermiques prédites par le modèle analytique. Cette étude révèle de manière quantifiée que la variabilité du contexte général de la zone de cisaillement permet l'expression de la domination des trois processus sur le budget thermique (Fig. 2c de l'article). Cela est également vrai en contexte intra-continental où la gamme des vitesses relatives entre les deux blocs est restreinte (Fig. 4 de l'article 2 et Fig. 3.4). Cette constatation explique ainsi pourquoi l'interprétation géodynamique des données thermiques autour des zones de cisaillement porte si souvent à controverse (par exemple pour les chevauchements intra-continentaux, *e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Burg et Gerya, 2005; Huerta *et al.*, 1998; Jamieson *et al.*, 2004; Kidder *et al.*, 2013). En particulier, l'importance du shear heating, souvent débattue (*e.g.*, Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Kidder *et al.*, 2013; Souche *et al.*, 2013), peut être ici facilement confrontée à celle de la diffusion et de l'advection.

3.6.2 ... mais qui présente certaines limites

Le modèle d'analyse dimensionnelle ici développé rend compte de la complexité de la compétition des processus thermiques majeurs. Cependant, l'approche volontairement de premier ordre implique des simplifications. Le modèle analytique s'écarte ainsi de la complexité des cas d'application et ne permet donc pas de représenter la variabilité évolutive du comportement

thermique et mécanique des zones de cisaillement. Cette complexité peut se résumer selon trois catégories : (i) les conditions thermiques aux limites, (ii) le problème de la distribution de la déformation au cours du temps le long d'une seule zone de cisaillement *vs.* la reprise de la déformation localisée par plusieurs zones de cisaillement, et (iii) la variabilité syn-cinématique des paramètres impliqués.

• Le problème des conditions thermiques limites

La température en surface et le flux thermique vertical en base de lithosphère constituent les conditions limites du système des zones de cisaillement lithosphérique. Ces conditions affectent, dans une certaine mesure, le signal thermique une fois que la perturbation thermique est diffusée jusqu'aux bordures du système (Molnar et England, 1990). Au regard des évolutions thermiques dans le domaine crustal, la surface constitue la bordure la plus proche. Le temps caractéristique de la diffusion thermique, t_{dif} , sur la distance correspondant à la profondeur considérée le long de la zone de cisaillement correspond donc à un seuil limite (Eq. SI.3 de l'article 2). Un temps caractéristique d'advection, t_{adv} , est également défini (en cas de décrochement non-pur ; Eq. SI.2 de l'article 2) et correspond à la durée pendant laquelle la roche peut parcourir la distance la séparant de la surface le long de la zone de cisaillement.

Ces grandeurs sont utilisées lors de l'étape d'adimensionnement (Eqs. 7, 8 et 9 de l'article 2). Néanmoins, le temps t intervenant au même titre dans chacun des termes de l'équation adimensionnée de la chaleur, le rapport de l'impact des processus thermiques devient indépendant du temps. Toutes les grandeurs étant normalisées, cela ne pose pas véritablement de problème. Cependant, les processus de surface, annexes au fonctionnement d'une zone de cisaillement — à savoir l'érosion (exhumation) et la sédimentation (enfouissement) — influencent la distribution de la perturbation thermique dans le domaine lithosphérique (section 3.2 de l'article 1). Cette influence se caractérise avant-tout par la variabilité de la localisation du maximum de perturbation thermique le long de l'axe défini par la zone de cisaillement. L'intensité et la distribution de la perturbation de part et d'autre de la zone de cisaillement n'est pas significativement bouleversée (*e.g.*, shear heating *vs.* erosion ; section 3.6 de l'article 1).

La non-dépendance au temps du modèle d'analyse dimensionnelle ne constitue donc pas une limite cruciale. Au contraire, cela renforce l'esprit de simplification de l'approche.

• Le problème d'une zone de cisaillement unique

Le modèle d'analyse dimensionnelle ne considère qu'une seule et unique zone de cisaillement lithosphérique au cours du temps. Cependant, dans la nature, une zone de cisaillement ne s'échafaude jamais sur un plan unique. Une série d'autres zones de cisaillement lui sont associées constituant ainsi des systèmes cisailants complexes permettant d'accomoder de plus grandes quantités de déplacement (Fig. 3.12). Ceux-ci se distinguent selon deux catégories en fonction de la distribution spatiale de la déformation dans le temps. Soit l'ensemble des zones de cisaillement est actif simultanément constituant ainsi un couloir de déformation hétérogène, tant dans le domaine fragile que ductile de la lithosphère (*e.g.*, Pili *et al.*, 1997; Teyssier et Tikoff, 1998 ; Fig. 3.12a). Soit les zones de cisaillement représentent des contacts structuraux assurant successivement le déplacement relatif — le cas des prismes d'accrétion intra-continentaux au front des chaînes de collision, largement documenté et analysé, étant ici pris en exemple (*e.g.*,

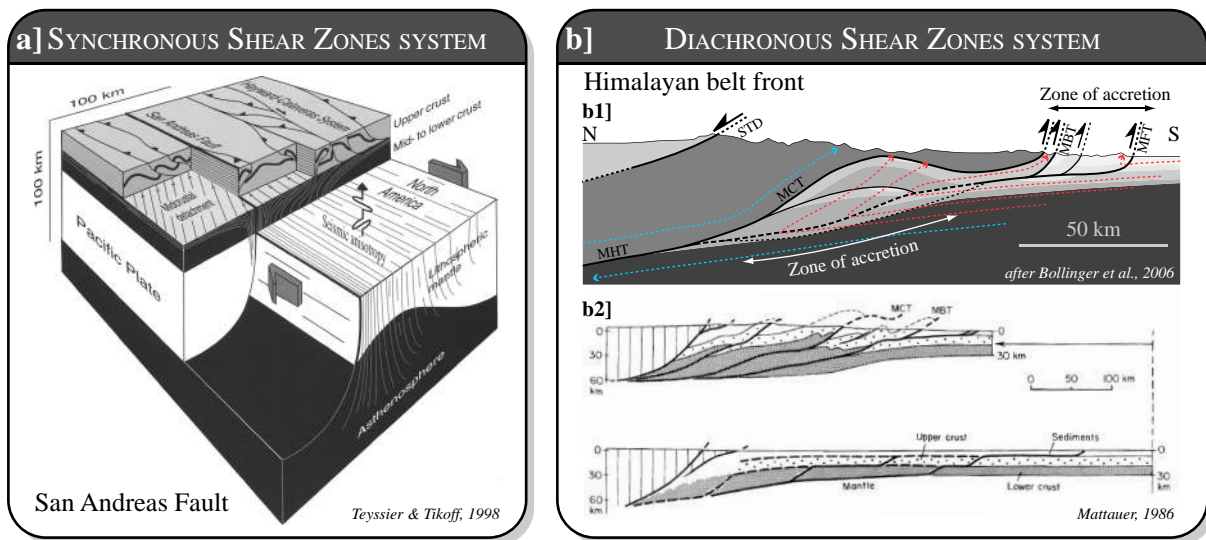


FIGURE 3.12 – Deux types de système de zones de cisaillement lithosphériques. a) zones de cisaillement synchrones. Exemple du couloir de déformation transpressive du système de la Faille décrochante de San Andreas (SAF, Californie, États-unis). Bloc diagramme 3-D à l'échelle lithosphérique montrant les différentes structures cassantes dans la croûte supérieure, dominées par la SAF, et leur prolongement en profondeur dans les domaines ductiles (Teyssier et Tikoff, 1998). b) zones de cisaillement diachrones. Exemple du système chevauchant au front sud de la chaîne Himalayenne. b1) Coupe synthétique au travers de la chaîne Himalayenne dans le Nepal central montrant les divers chevauchements frontaux structurant le prisme d'accrétion (modifiée d'après Bollinger et al. (2006)). Deux zones assurent l'accrétion : une récente au front de la chaîne, et une en profondeur à travers un segment du chevauchement principal (MHT : Main Himalayan Thrust). Les flèches en tiretés montrent les trajectoires des roches, en particulier les rouges désignent les domaines ayant été accrétés. b2) Coupe schématique de l'empilement de nappe chevauchantes de la chaîne Himalayenne et reconstitution palispastique (Mattauer, 1986) Abréviations : MBT, Main Boundary Thrust ; MCT, Main Central Thrust ; MFT, Main Frontal Thrust ; STD, South Tibetan Detachment.

Agarwal et Agrawal, 2002; Gutscher *et al.*, 1998a,b; Mattauer, 1986; Smit *et al.*, 2003 ; Fig. 3.12b).

La question de la perturbation du signal thermique d'une zone chevauchement par la signature thermique des contacts voisins, qu'elle soit synchrone ou postérieure, peut donc pertinemment se poser. Ces systèmes cisailants complexes s'établissant à l'échelle lithosphérique, les dimensions des unités encadrées par les contacts structuraux majeurs sont donc épaisses de plusieurs kilomètres (Fig. 3.12). Dans le modèle d'analyse dimensionnelle, les signatures thermiques sont examinées sur des distances de l'ordre de l'épaisseur de la zone de cisaillement qui n'excèdent donc généralement pas l'épaisseur des blocs majeurs. Les résultats du modèle analytique restent donc pertinents aux abords de toute zone de cisaillement majeurs.

Bien entendu, l'activité de zones de cisaillement plus secondaire peuvent interrompre le signal thermique. Dans les études appliquées, la géométrie et la cinématique des systèmes cisailants doivent donc absolument être intégrées pour des interprétations pertinentes sur les processus thermiques qui agissent lors du cisaillement.

- Le problème de la variabilité des paramètres dans le temps et l'espace

L'analyse ne considère pas les variations que certains paramètres peuvent subir pendant l'activité de la zone de cisaillement. En particulier, la conductivité thermique k , variable selon la lithologie considérée, peut décroître significativement avec l'augmentation de la température, impliquant une baisse proportionnelle de la diffusivité thermique (Birch et Clark, 1940). Sa thermo-dépendance a été quantifiée de manière empirique en laboratoire, et différentes lois ont été proposées dans la littérature (*e.g.*, Abdulagatov *et al.*, 2006; Clauser et Huenges, 1995; Horai et Susaki, 1989; Seipold, 1998; Vosteen et Schellschmidt, 2003; Zoth et Haenel, 1988 ; voir Fig. 4 et section 3.3.2 de l'article 1). Ces lois décrivent une tendance exponentiellement décroissante avec la température, attestant de la chute conséquente de k en profondeur pour des géothermes crustaux (Fig. 4 de l'article 1). Classiquement, k diminue de moitié entre les conditions thermiques de surface et 600°C, quelque soit la lithologie considérée. En conséquence, les estimations de variations de la température en profondeur peuvent donc varier avec une incertitude augmentée d'un facteur 2 (England et Thompson, 1984; Jaupart et Provost, 1985) La contribution absolue du transport par diffusion au budget thermique est donc, dès le stade initial, différente le long de la zone de cisaillement selon la profondeur considérée. L'évolution du budget thermique (refroidissement, réchauffement) au sein et aux abords de la zone de cisaillement peuvent donc affecter de manière conséquente les rapports entre les contributions des différents processus thermiques impliqués. En particulier, Nabelek *et al.* (2010) et Maierová *et al.* (2012) ont étudié de près l'impact de cette thermo-dépendance sur l'évolution de l'état thermique des zones de cisaillement lithosphérique en convergence (section 4.1 de l'article 1). En conséquence, une perturbation thermique associée à un réchauffement progressif (par shear heating par exemple) sera de moins en moins diffusée. Elle s'intensifiera donc aux abords de la zone de cisaillement, marquée par des gradients thermiques latéraux de plus en plus intenses et une accélération du réchauffement au cœur de la zone déformée. Ainsi, certaines études mettent en avant la possible contribution de la baisse de la conductivité thermique à l'apparition d'un domaine de fusion au niveau de la zone de cisaillement (Jaupart et Provost, 1985; Molnar *et al.*, 1983). À l'opposé, une perturbation thermique associée à un refroidissement le long de la zone de cisaillement (typiquement par l'enfouissement rapide de matériel froid assuré par un chevauchement de rhéologie faible, *i.e.* où le shear heating est négligeable au regard de l'advection thermique) sera de plus en plus limitée au cours du temps.

De même la rhéologie de la lithosphère ne peut se résumer à une résistance mécanique constante η . Bien au contraire, elle répond aux lois mécaniques des domaines fragile et ductile et s'établit selon une stratification largement débattue (lire les synthèses et discussion de Burrov et Watts (2006) et Bürgmann et Dresen (2008) ; Fig. 3.13). Dans le domaine fragile (froid), le seuil de rupture des roches dépend linéairement de la pression de confinement de la roche réduite de la pression hydrostatique (loi de Byerlee). Dans le domaine ductile (chaud), la résistance mécanique, *i.e.* la viscosité, correspond au facteur de proportionnalité entre les contraintes appliquées et la vitesse de déformation. Celle-ci répond à la loi de comportement par fluage-dislocation en fonction de l'état des contraintes, de paramètres lithologiques et d'une thermo-dépendance exponentiellement décroissante. Pour une cinématique donnée (telle que considérée dans ce travail), la température et la nature de la roche déformée sont les deux paramètres affectant le comportement ductile et le site de transition avec le comportement fragile. Concernant le budget thermique des zones de cisaillement, la forte thermo-dépendance de la viscosité, effective dès l'état initial, tend donc à diminuer la contribution du shear heating lorsque le matériel se réchauffe progressivement, et vice-versa. Autrement dit, plus une zone de cisaillement

est résistante, plus le shear heating est important, plus la température s'élève dans la zone de cisaillement et plus la zone de cisaillement s'affaiblit engendrant ainsi une baisse de chaleur produite par conversion énergétique. Au contraire, une zone cisailée dominée par l'advection thermique engendrant un refroidissement progressif verra la contribution du shear heating s'élever.

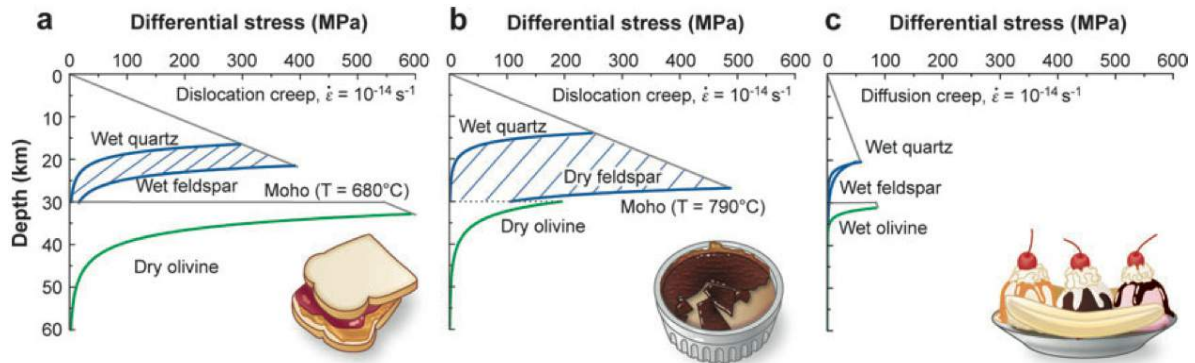


FIGURE 3.13 – Représentation schématique et gourmande des différents modèles de premier-ordre de l'enveloppe rhéologique de la lithosphère continentale (Bürgmann et Dresen, 2008). a) Le modèle du "sandwich à la confiture" ("jelly sandwich") se caractérise par une croûte inférieure à intermédiaire ductile, de relative faible résistance par rapport à la croûte supérieure et la partie sommitale du manteau supérieur qui répondent à une rhéologie fragile. La croûte supérieure, fragile, répond ici à la loi de Byerlee en considérant un rapport de la pression hydrostatique des fluides sur la pression lithostatique de $\lambda = 0.4$. Le manteau est supposé composé d'olivine déshydratée (Hirth et Kohlstedt, 2003). La transition mantellique fragile-ductile atteste par conséquent d'une résistance élevée qui contrôle la résistance de l'ensemble de la lithosphère. b) Le modèle de la "crème brûlée" se différencie du premier modèle par un manteau plus faible, par effet d'un géotherme plus élevé ou d'une quantité de fluide plus importante. Dans ce cas, le maximum de résistance lithosphérique est atteint au niveau de la transition fragile-ductile dans la croûte. c) Le modèle du "banana split" se distingue des deux précédents modèles par la prise en compte de la faiblesse des roches impliquées dans les zones de cisaillement lithosphériques en raison d'un affaiblissement syn-déformation (ang. strain weakening) et de processus rétroactifs. Une pression relative des fluides plus importante est ici considérée ($\lambda = 0.9$).

La rétro-action de la résistance mécanique des roches vis-à-vis de l'évolution du champ thermique à laquelle elle contribue par le shear heating ainsi que la thermo-dépendance de la diffusivité thermique peuvent donc fortement affecter le comportement thermique d'une zone de cisaillement lithosphérique au cours du temps (à cinématique donnée), et plus généralement l'évolution du comportement rhéologique (Nabelek *et al.*, 2010). Ces deux thermo-dépendances majeures, combinées, engendrent donc des variations des contributions relatives des processus thermiques au budget thermique des zones de cisaillement au cours de la déformation. Par exemple, une thermique initialement dominée par le shear heating se verra caractérisée par un réchauffement intense aux premiers temps de l'activité cisailante. La température augmentant, le shear heating et la diffusion deviennent alors moins efficace. Le réchauffement peut donc décélérer significativement en même temps que la perturbation thermique se limite de plus en plus près du contact. De plus, si l'on se place à contraintes tectoniques globales constantes, la faiblesse mécanique engendrée par le réchauffement provoquera une accélération du déplacement relatif des deux blocs en contact, favorisant ainsi le transport thermique par advection.

Les thermo-dépendances constituent véritablement un problème d'interrelations complexes dans la problématique du budget thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques. Considérer les paramètres constants au cours du temps constitue donc à première vue une simplification abusive. Néanmoins, le problème tel qu'abordé dans le modèle d'analyse dimensionnelle doit être regardé sous un autre angle. En effet, l'analyse quantifiée des contributions thermiques relatives est indépendante du temps. Elle représente donc l'état comparatif de l'impact des différents processus thermiques, à un moment indéterminé. Autrement dit, la signature thermique aux abords d'une zone de cisaillement renseigne de manière globale sur le ou les processus thermiques qui ont dominé le budget thermique local au cours de la déformation. De manière inverse, l'observation de signatures thermiques particulières (actuelles ou métamorphiques) peut nous permettre de remonter, au premier ordre, à l'état de la compétition entre les différents processus thermiques impliqués (Fig. 3 de l'article 2).

3.6.3 Nécessité d'une quantification de l'influence des paramètres sur la variabilité du budget thermique

Le choix de la simplification du problème a ici été fait. Il se traduit par une schématisation du contexte général de la zone de cisaillement considérée (cinématique, géométrie 3-D, rhéologie, thermique initiale). Les paramètres invoqués, aux gammes de valeurs propres, sont impliqués sous différentes formes (proportionnalité normale ou inverse, élévation au carré, sinus des angles) dans les différents processus thermiques (*Dif*, *Adv* et *Pro*, Eq. 9 de l'article 2). Qui plus est, certains d'entre eux sont impliqués dans plusieurs processus (V dans *Adv* et *Pro*, ρC_p dans *Dif* et *Pro*, ou encore h dans les trois). L'influence de chacun des paramètres sur le contrôle du budget thermique (*i.e.* la quantification des contributions relatives R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}) résulte donc de la combinaison complexe de leur degré de variabilité avec la forme sous laquelle ils sont appelés par chacun des processus.

Les résultats de l'analyse dimensionnelle rendent ainsi compte de répercussions de premier ordre très différentes de la variabilité des paramètres sur celle des contributions relatives des processus thermiques sur le budget thermique. En particulier, six des paramètres ont manifestement un rôle majeur : la résistance mécanique effective η de la zone de cisaillement, la vitesse relative V , le pendage θ , et par conséquent le pitch ψ qui peut varier sur des gammes plus étendues de 0 à 90°, l'épaisseur h de la zone déformée (Fig. 4 de l'article 2), et enfin, la conductivité thermique k (Fig. 3.4). Comprendre l'influence des paramètres est d'autant plus crucial que les trois processus peuvent contrôler majoritairement le budget thermique aux abords des zones de cisaillement majeures (Fig. 2b de l'article 2) — en particulier dans les domaines intra-continentaux (Fig. 4 de l'article 2) — et par conséquent la signature thermique (Fig. 3 de l'article 2). Il devient donc désormais nécessaire de quantifier précisément les impacts respectifs de chacune des variables par rapport aux autres qui sont impliquées sur chacune des contributions thermiques en sortie du modèle analytique. Pour cela, le prochain chapitre est consacré à l'analyse statistique de la sensibilité du budget thermique à la variabilité de chacun de ces paramètres, tout en intégrant la variabilité de l'ensemble des paramètres.

Chapitre 4

Analyse statistique de sensibilité des contributions thermiques (R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}) à la variabilité des paramètres définissant les zones de cisaillement

Sommaire

4.1	Introduction	91
4.2	Objectifs de l'analyse statistique de sensibilité	91
4.3	Outils statistiques de l'analyse de sensibilité	92
4.4	Indice de sensibilité globale de Sobol	93
4.5	Application de l'indice de sensibilité globale de Sobol dans le cadre du budget thermique autour des zones de cisaillement	94
4.6	Résultats de l'analyse statistique	94
4.6.1	Impact des paramètres sur les processus thermiques (<i>Dif</i> , <i>Adv</i> et <i>Pro</i>)	98
4.6.2	Impact des paramètres sur les nombres de Peclet et Brinkman	99
4.6.3	Impact des paramètres sur les contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}	100
4.7	Synthèse sur la hiérarchisation des paramètres	102
4.7.1	Paramètres d'influence majeure	102
4.7.2	Paramètres d'influence négligeable	103
4.8	Simplification du modèle d'analyse dimensionnelle	104
4.9	De la domination des contributions des processus thermiques aux signatures thermiques : vers une approche analytique	107

4.1 Introduction

L'analyse dimensionnelle précédemment présentée constitue un modèle mathématique simple d'utilisation mais faisant appel à des compétitions complexes entre processus non-linéaires. Les douze paramètres en entrée, définis sur des gammes de valeurs propres aux zones de cisaillement intra-continentales, sont impliqués à différents degrés (*e.g.*, puissance, proportionnalité normale ou inverse, trigonométrie sur les angles) et intercorrélés dans les réponses analytiques. Tout cela rend compte de la difficulté d'évaluer l'impact de la variabilité de chacun d'entre eux sur les rapports d'influence des processus thermiques en compétition. Pourtant, là réside un point majeur de la problématique générale du budget thermique aux alentours des zones de cisaillement. En effet, il est désormais possible de quantifier les contributions des processus thermiques. Cependant, il est maintenant nécessaire de connaître, parmi les paramètres invoqués, lesquels sont les plus susceptibles d'affecter les résultats, et par conséquent, lesquels nécessitent d'être connus avec la plus grande précision possible. À l'opposé, l'identification des paramètres à variabilité négligeable doit permettre de réduire ces derniers à de simples constantes dans le modèle analytique, le rendant alors plus léger et simple.

Dans le but de hiérarchiser les paramètres en fonction de leurs influences sur la compétition entre les trois processus thermiques ici considérés, une analyse statistique de sensibilité globale est par la suite présentée. Celle-ci est réalisée sur la variabilité répercutée de l'ensemble des variables comparatives en sortie de l'analyse dimensionnelle (*i.e.*, les facteurs propres aux processus *Dif*, *Adv* et *Pro*; les nombres de Peclet *Pe* et Brinkman *Br*; les contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}).

4.2 Objectifs de l'analyse statistiques de sensibilité

Une analyse statistique de sensibilité appliquée à un modèle a pour but de quantifier les effets de la variabilité des paramètres d'entrée (les entrées) sur la ou les variables en sortie (les sorties). L'analyse dimensionnelle présentée ici constitue un modèle mathématique qui, à un jeu d'entrées aléatoires fait correspondre plusieurs jeux de sorties corrélées. Les entrées sont constituées par les onze paramètres définissant le contexte géométrique (h , ψ , θ), cinématique (V), rhéologique (η) et thermique (k , ρ , Cp , Q , Hr_0 , z_r) de la zone de cisaillement considérée ainsi que d'un douzième paramètre : la profondeur z_f considérée le long de la zone déformée. Les sorties se classent en trois catégories : (i) les coefficients *Dif*, *Adv* et *Pro* des termes de diffusion, advection et production dans l'équation de la chaleur, (ii) les nombres de Peclet et Brinkman, *Pe* et *Br*, respectivement, et (iii) les contributions des trois processus thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} . Les sorties *Dif*, *Adv* et *Pro* sont directement issues des simplifications et adimensionnement des trois termes de l'équation de la chaleur (*cf.* article 2 : Duprat-Oualid *et al.*, 2015). Elles constituent la base brute des sorties du modèles. Au contraire, les sorties *Pe*, *Br*, R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} correspondent à des rapports particuliers des trois facteurs *Dif*, *Adv* et *Pro*.

Les nombres *Pe* et *Br*, ratios entre paires de processus thermiques, quantifient la domination de l'advection et de la production, respectivement, sur la diffusion (*cf.* Eq. 10 de l'article 2). Ils sont donc interreliés par l'inverse du facteur diffusif *Dif*. Ils quantifient les duels entre processus perturbateurs du champs thermique et le processus de diffusion qui tend à réduire les gradients locaux et homogénéiser les températures. Une variable d'entrée uniquement impli-

quée dans le terme de la diffusion thermique aura donc un impact identique en absolu à la fois sur Pe et sur Br . Cependant, sa variabilité peut ne pas être répercutée avec la même intensité sur ces deux sorties au regard de la variabilité des autres paramètres impliqués. Une variable d'entrée impliquée dans les deux termes thermiques comparés aura un impact sur le rapport (Pe ou Br) en fonction de la façon dont elle est appelée par les deux termes. Par exemple, si les deux termes impliquent l'entrée considérée par une même fonction, le rapport des deux sera donc indépendant de cette variable. Au contraire, si le paramètre est impliqué selon différentes fonctions au numérateur et au dénominateur, le rapport dépendra alors directement du quotient des deux fonctions. La sensibilité des rapports Pe et Br en sortie dépend donc de la manière dont sont appelés chaque variable dans les processus thermiques qu'ils confrontent.

Les ratios R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , quant à eux, quantifient la part de chacun des processus thermiques au regard de l'ensemble des processus considérées. Par conséquent, tous les paramètres d'entrée sont engagés dans les dénominateurs de ces rapports. Chacun d'entre eux influence donc, dans une certaine mesure, la relative contribution de chacun des processus thermiques en jeu dans le budget thermique autour de la zone de cisaillement considérée.

Le problème se pose alors comme suit : dans quelle mesure chacun des processus thermiques est influencé par les différentes grandeurs dont il dépend ? Et par conséquent, quels sont les paramètres qui influent le plus sur la domination d'un processus thermique sur le budget thermique au détriment d'autres ? De façon générale, l'objectif est ici de quantifier l'impact des entrées, dans leurs gammes de variabilité respectives, sur celle de chacune des sorties.

De cette quantification de la sensibilité des sorties à la variabilité des paramètres d'entrée, une hiérarchisation peut alors être effectuée. Les entrées les moins influentes pourront alors être considérées comme des paramètres négligeables. En les définissant à valeur fixe, un nouveau modèle d'analyse dimensionnelle plus simple et axé sur la variabilité des entrées prédominantes, pourra alors être défini.

4.3 Outils statistiques de l'analyse de sensibilité

La sensibilité de la réponse d'un modèle mathématique peut se quantifier par le biais de différentes méthodes d'analyses statistiques. Les méthodes d'analyse locale estiment l'influence d'une petite variation au voisinage d'une valeur donnée de chacune des entrées (par développement de Taylor, typiquement). Ces méthodes, bien que peu coûteuses en terme de calcul, présentent l'inconvénient de n'approcher le problème que de manière locale et, qui plus est, de reposer sur une hypothèse de linéarité de la réponse du modèle. Or, d'une part, le but est ici de déterminer l'impact de chaque paramètre sur l'ensemble de sa gamme de variabilité. D'autre part, l'estimation des contributions thermiques par notre modèle d'analyse dimensionnelle implique des fonctions non-linéaires (fonctions inverses, variables au carré, au cube, sinus d'angle). Les méthodes d'analyse de sensibilité locale ne sont donc pas adaptées.

Les méthodes d'analyse globale s'attachent à décrire comment la variabilité des entrées du modèle, sur l'intégralité de leur gamme de valeurs possibles, se répercute sur celle des paramètres des sorties. Le fait que les variables d'entrée du modèle analytique ne soient pas indé-

pendantes complexifie la tâche et amène à utiliser des outils statistiques spécifiques. En réalité, l'ensemble des entrées sont ici interreliées dans le calcul des nombres Pe et Br , et par conséquent de R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} . Une stratégie par calcul d'indices multidimensionnels, supposant l'indépendance de regroupements d'entrées, ne peut donc pas ici être utilisée. L'approche que j'ai choisi d'adopter ici passe par la reconnaissance des variables qui, une fois fixée(s), engendre la plus grande variance de chacune des sorties.

4.4 Indice de sensibilité globale de Sobol

L'objectif est de déterminer, à l'aide d'indices, le degré de variabilité d'une sortie du modèle analytique lorsqu'une des entrées est fixée. La méthode décrite par la suite ne nécessite pas de connaître la forme analytique du modèle étudié.

Si l'on considère p paramètres d'entrée $X = (X_1, X_2, \dots, X_i, \dots, X_p)$ et Y une réponse du modèle, l'importance d'une entrée X_i sur la variabilité de la sortie Y est estimée par la façon dont la variance de Y diminue en fixant la variable X_i à une valeur x_i . La variance correspondante se note : $\text{var}(Y | X_i = x_i)$. Cependant, le choix de la valeur x_i représente une difficulté supplémentaire selon la façon dont peuvent se distribuer les valeurs possibles du paramètre X_i dans l'intervalle considéré. Afin de s'épargner cette complication, on considère alors l'espérance de la variance de la réponse Y face aux différentes valeurs x_i que peut prendre le paramètre X_i :

$$E[\text{var}(Y | X_i)] \quad (4.1)$$

Concrètement, cette quantité traduit la variabilité moyenne de Y vis-à-vis du paramètre X_i . Ainsi, plus l'entrée X_i est influente sur la sortie Y , plus le fait d'en fixer la valeur restreindra la variabilité de Y et plus cette quantité sera petite.

Considérons le théorème de la variance totale suivant :

$$\text{var}(Y) = E[\text{var}(Y | X_i)] + \text{var}(E[Y | X_i]) \quad (4.2)$$

En normalisant par rapport à la variance de Y , on obtient donc :

$$\frac{E[\text{var}(Y | X_i)]}{\text{var}(Y)} + \frac{\text{var}(E[Y | X_i])}{\text{var}(Y)} = 1 \quad (4.3)$$

où les deux termes, positifs, sont donc compris entre 0 et 1. Plus la sortie Y est sensible à la variabilité de l'entrée X_i , plus le premier terme est petit, tendant vers 0, et plus le second terme, au contraire, est grand et tend vers 1. Ces deux rapports de normalisation à $\text{var}(Y)$, quantifient donc de façon complémentaire la sensibilité de Y à X_i . De plus, l'utilisation d'un indicateur normalisé à la variance de Y , indépendante de X_i , permet de comparer directement les sensibilités d'une sortie aux différentes entrées en compétition. Ainsi se définit l'indice de sensibilité de Sobol (1990) du premier ordre qui se focalise sur la valeur prise par le second terme de l'équation 4.3 :

$$0 \leq S(Y | X_i) = \frac{\text{var}(E[Y | X_i])}{\text{var}(Y)} \leq 1 \quad (4.4)$$

Plus l'indice S se rapproche de 1, plus la variable X_i correspondante a de répercussion sur la sortie Y . En présence de corrélations entre les paramètres d'entrée, l'indice S_i n'exprime pas seulement la sensibilité à la variable X_i , mais également une part de sensibilité aux variables avec lesquelles X_i est corrélé. Le fait de fixer X_i revient à influencer la distribution de l'ensemble des variables avec lesquelles il est interrelié. Ceci conduit donc à une amplification de la sensibilité de la réponse Y à la variable X_i . Les indices de sensibilité de premier ordre de type S_i sont donc toujours significatifs dans le cadre de variables dépendantes et demeurent les indicateurs à utiliser en priorité (Saltelli et Tarantola, 2002).

4.5 Application de l'indice de sensibilité globale de Sobol dans le cadre du budget thermique autour des zones de cisaillement

À l'aide d'un code *Matlab*, les indices de sensibilité globale de Sobol associés à l'ensemble des sorties (Dif , Adv , Pro , Pe , Br , R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}) de l'analyse dimensionnelle sont calculés pour les douze variables d'entrées. Pour cela, chaque entrée est associée à un intervalle de valeurs réaliste au regard des zones de cisaillement intra-continentales (Tab. 3.1). Les valeurs des paramètres sont choisies complètement aléatoirement, si bien que les probabilités qu'une entrée X_i soit associée aux différentes valeurs x_i sont identiques.

Pour chaque paramètre testé, 1000 analyses dimensionnelles sont réalisées en appliquant une unique valeur aléatoire à l'entrée X_i étudiée. Les autres variables sont associées respectivement à 1000 valeurs aléatoires. Les valeurs moyennes (espérances) de chacune des sorties sont alors calculées et enregistrées. Cette opération est répétée 1000 fois à son tour, faisant chaque fois appel à une valeur aléatoirement différente de X_i . Les indices de sensibilité globale de Sobol de premier ordre S des sorties par rapport à l'entrée X_i sont enfin calculés. L'opération est répétée pour chaque variable d'entrée, soit 12 fois.

Ce procédé, impliquant $12 \cdot 10^6$ analyses dimensionnelles est réitéré 100 fois, soit $12 \cdot 10^8$ analyses, afin d'obtenir un jeu conséquent de données et d'en valider définitivement les résultats statistiques. En fin de procédure, les 100 indices de Sobol pour chaque sortie sont moyennés et les variances correspondantes sont calculées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{S}(Y | X_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (S_n(Y | X_i)) \quad \text{Espérance} \\ \sigma_{S(Y | X_i)}^2 = \text{var}(S(Y | X_i)) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (S_n(Y | X_i) - \bar{S}(Y | X_i))^2 \quad \text{Variance} \end{array} \right. \quad (4.5)$$

avec $N = 100$.

4.6 Résultats de l'analyse statistique et de l'analyse dimensionnelle à partir de combinaisons paramétriques aléatoires

Les indices moyens de sensibilité globale de premier ordre de Sobol, \bar{S} , pour chacune des sorties du modèle d'analyse dimensionnelle en fonction de chacune des variables d'entrées, sont

présentés dans le tableau 4.1 (voir compléments en annexe A.1, Tab. A1). Les variances σ_S^2 associées à chaque indice sont consultables en annexe A.1, Tab. A2. Ces variances étant minimales par rapport aux espérances, la dénomination d'indice de Sobol est par la suite utilisée pour désigner les indices moyennés calculés. De même, la notation S est utilisée. Les résultats sont ici présentés par regroupement de sorties :

- les facteurs Dif , Adv et Pro , directement issus des simplifications et de l'adimensionnement de l'équation de la chaleur, dépendent d'un nombre restreint de paramètres ;
- les nombres de Peclet Pe et Brinkman Br quantifiant le rapport de paires de processus thermiques (les processus perturbateur de l'advection et du shear heating, respectivement ; sur le transport diffusif) ;
- les ratios de contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , nombres exprimant les parts relatives de l'implication de chacun des processus thermiques dans le budget thermique à partir de fonctions impliquant l'ensemble des entrées.

Les sorties ne font pas toutes appel à l'ensemble des paramètres (*i.e.*, "-", Tab. 4.1). Statistiquement les indices de Sobol respectifs s'établissent systématiquement à $1 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-4}$. Les indices de l'ordre de 10^{-3} impliquent donc que le paramètre peut être significativement négligé pour la sortie considérée. Au contraire, les indices élevés, se rapprochant le plus de 1, sont à considérer avec attention dans la problématique du budget thermique.

Ces résultats illustrent la sensibilité des processus majeurs impliqués dans le budget thermique aux abords des zones de cisaillement intra-continentales. Pour de plus larges gammes de valeurs de vitesses ($[1; 12] \text{ cm.an}^{-1}$) et de viscosités ($[10^{16}; 10^{22}] \text{ Pa.s}$), englobant ainsi les conditions plus générales à tout type de zone de cisaillement, les résultats statistiques sont présentés en annexe A.2, page 310.

Afin d'illustrer la sensibilité des contributions thermiques aux différentes paramètres, une série de 10000 prédictions par analyse dimensionnelle a été réalisée (Fig. 4.1). Les onze paramètres, ainsi que la profondeur z_f considérée, sont définis de la même façon que dans le cadre de l'analyse statistique, *i.e.* de façon aléatoire et indépendante sur les gammes propres aux zones de cisaillement intra-continentales (Tab. 3.1). Les valeurs ainsi attribuées à chaque paramètre sont représentées dans la figure 4.1 en fonction des nombres Br et Pe calculés. Les domaines de contrôle par la diffusion, l'advection et la production — champs de supériorité des R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , respectivement — y sont également délimités. En revanche, ces résultats n'illustrent pas concrètement l'impact des entrées sur les facteurs Dif , Adv et Pro . En contexte intra-continentale, les zones de cisaillement majeures se caractérisent généralement par des valeurs de Pe comprises entre 0 et 2 et de Br étalées sur plusieurs ordres de grandeur, de 0.01 à 10. La distribution des champs de valeurs des variables, *i.e.* l'équivalent des possibles x_i pour chaque entrée X_i , en fonction des sorties traduit visuellement l'intensité d'une possible corrélation entre variabilité des sorties et variabilité des entrées. Plus le champs des valeurs s'organise spatialement dans le domaine (Pe ; Br), plus cela reflète une intense sensibilité du budget thermique à la variable considérée.

Les diagrammes présentés en figure 4.1 permettent de distinguer au premier regard les paramètres sans effet notable (*e.g.*, z_f , ρ , Cp , Hr_0 , z_r et Q) de ceux qui ont un réel impact sur les

input X_i	$\bar{S}(Dif/t_c)$	$\bar{S}(Adto/t_c)$	$\bar{S}(Pro/t_c)$	$\bar{S}(Pe)$	$\bar{S}(Br)$	$\bar{S}(R_{Dif})$	$\bar{S}(R_{Adto})$	$\bar{S}(R_{Pro})$
z_f	—	—	$1.3 \cdot 10^{-3}$	—	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$
V	—	0.098	0.023	0.072	0.088	0.200	0.022	0.086
$\log_{10}(\eta)$	—	—	0.102	—	0.405	0.351	0.085	0.625
h	0.751	0.276	0.187	0.128	0.072	$6.0 \cdot 10^{-3}$	0.207	0.117
$\psi \mid \theta$ (a)	—	0.147	—	0.107	—	0.054	0.113	$5.6 \cdot 10^{-3}$
$\psi \mid \theta$ (b)	—	0.273	—	0.199	—	0.144	0.296	0.012
k	0.106	—	0.012	0.202	—	0.074	0.157	$7.7 \cdot 10^{-3}$
ρ	$5.5 \cdot 10^{-3}$	—	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	—	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
Cp	0.011	—	$2.0 \cdot 10^{-3}$	0.012	—	$5.8 \cdot 10^{-3}$	0.011	$1.4 \cdot 10^{-3}$
Hr_0	—	—	$3.6 \cdot 10^{-3}$	—	0.011	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	0.014
z_r	—	—	$5.4 \cdot 10^{-3}$	—	0.019	0.012	$3.8 \cdot 10^{-3}$	0.021
Q	—	—	$4.1 \cdot 10^{-3}$	—	0.013	$7.2 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	0.012

TABLE 4.1 – Indices de sensibilité globale de Sobol de chacune des sorties de l'analyse dimensionnelle en fonction des différentes variables X_i d'entrée dans les gammes de valeurs considérées en contexte intra-continental (Tab. 3.1). Les valeurs présentées correspondent aux moyennes (\bar{S}) effectuées sur 100 analyses statistiques. Les ratios ultimes déterminant la prédominance d'un processus étant indépendants du temps, les sorties des trois facteurs des processus thermiques, Dif , $Adto$ et Pro sont normalisées sur le temps caractéristique t_c . Les indices de sensibilité supérieurs à 0.1 sont mis en évidence en gras. L'absence de valeur ("—") indique que l'entrée correspondante n'est pas appelée dans la définition de la sortie considérée.

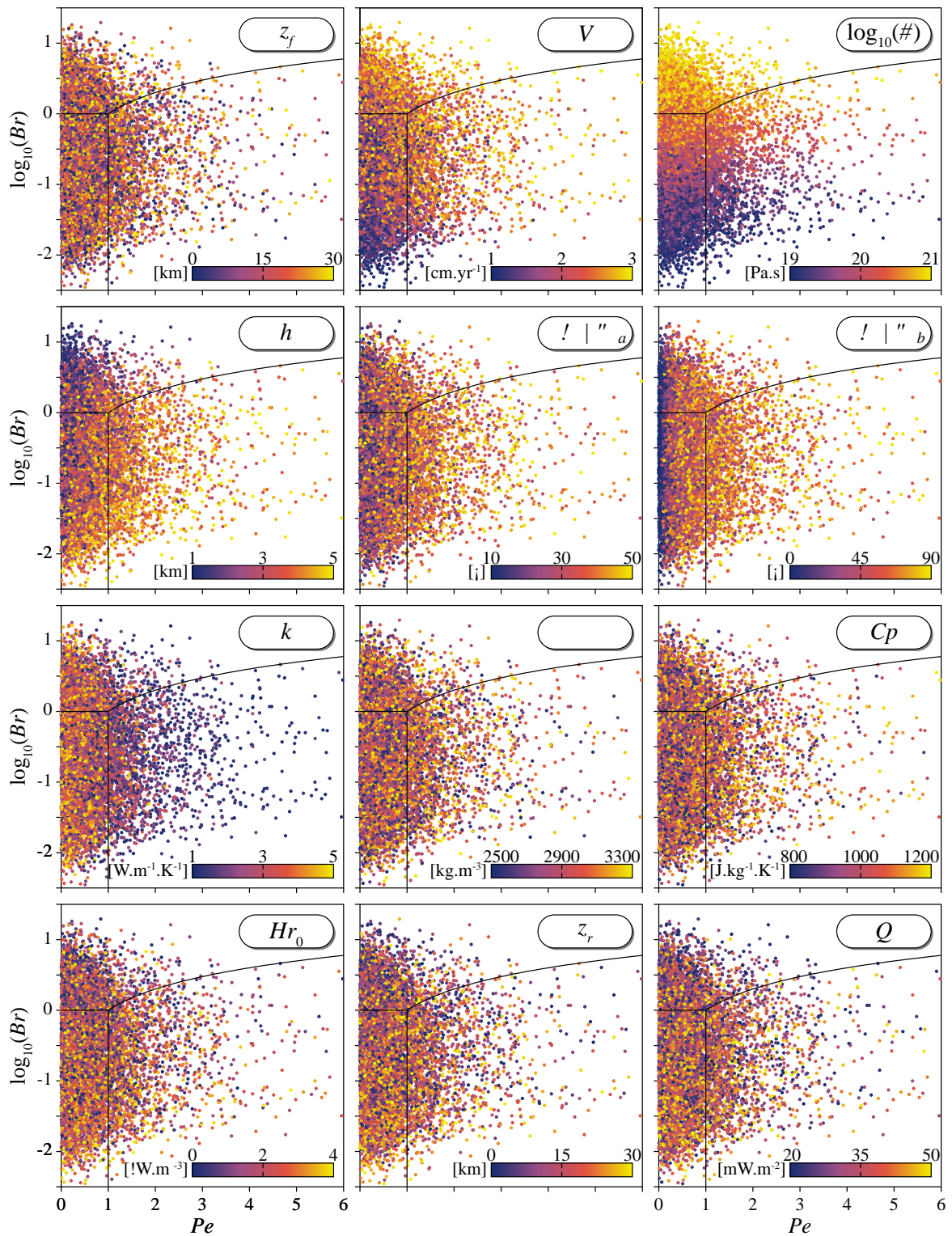


FIGURE 4.1 – Nombres de Pelet Pe et Brinkman Br (en \log_{10}), calculés pour un jeu de 10000 combinaisons paramétriques aléatoires. Chaque diagramme illustre les différentes valeurs de chacun des paramètres dans les gammes présentées en légendes et référencées dans le tableau 3.1. Les lignes fines noires distinguent les trois domaines contrôlés par la diffusion (en bas à gauche), l'advection (en bas à droite) et le shear heating (en haut).

contributions thermiques (e.g., V , η , h , ψ , θ et k). Le classement purement qualitatif qui peut alors en découler illustre la hiérarchisation quantifiée à partir des indices statistiques de sensibilité globale de Sobol (Tab. 4.1). La sensibilité quantifiée de chacune des sorties du modèle à chacune des entrées est par la suite décrite. Pour la synthèse globale, le lecteur est amené à se reporter directement à la section 4.7.

4.6.1 Impact des paramètres sur les processus thermiques (*Dif*, *Adv* et *Pro*)

Les sorties *Dif*, *Adv* et *Pro* sont proportionnelles au temps caractéristique t_c choisi lors de l'adimensionnement (Eq. 9 de l'article 2). Or celui-ci n'intervient pas dans la détermination finale des rapports de contributions thermiques (Eqs. 10 et 11 de l'article 2) et se résume donc à un choix arbitraire. Chacune de ces trois sorties est alors ici considérée par son rapport sur le temps t_c . Par souci de simplification, les dénominations des grandeurs Dif/t_c , Adv/t_c et Pro/t_c sont par la suite réduites à *Dif*, *Adv* et *Pro*, respectivement.

- Le facteur diffusif, *Dif* : fonction de k , ρ , Cp et h .

Par ordre d'influence décroissante, l'épaisseur de la zone de cisaillement h joue un rôle primordial dans le facteur diffusif. *Dif*, inversement proportionnel au carré de h (Eq. 9 de l'article 2), subit alors une forte influence indexée d'un indice de Sobol majeur de 0.751. La conductivité thermique k joue également un rôle important dans la variabilité de *Dif*, mais est cependant bien moins influente que h ($S(Dif | k) = 0.106$). Les deux derniers paramètres impliqués, à savoir la capacité calorifique Cp et la densité ρ des roches n'ont qu'un impact extrêmement limité. L'indice de sensibilité de ρ sur *Dif* est particulièrement faible, de l'ordre de 10^{-3} , ce qui en fait un paramètre négligeable.

Contrairement à *Adv* et *Pro*, le facteur *Dif* ne dépend pas de gammes de vitesses et viscosités plus ou moins restreintes. Ces conclusions s'appliquent donc à tout type de contexte cinématique et rhéologique.

- Le facteur advectif, *Adv* : fonction de V , ψ , θ et h .

Les paramètres définissant la géométrie 3-D générale de la zone de cisaillement, à savoir l'épaisseur déformée h , les angles de pitch ψ et de pendage θ , constituent les variables les plus influentes dans leurs gammes de valeurs propres. La grandeur h apparaît ici également la plus influente avec un indice de Sobol de 0.276. Les angles, logés à la même enseigne dans la définition de *Adv*, ont une influence qui passe quasiment du simple au double selon qu'ils sont considérés dans une gamme de valeurs restreinte ($[10^\circ, 50^\circ]$, (a) : $S(Adv) = 0.147$) ou large ($[0^\circ, 90^\circ]$, (b) : $S(Adv) = 0.273$). Leur variabilité se répercute donc de manière similaire à h lorsque les valeurs sont comprises sur un large intervalle (b). Ainsi, en contexte compressif ou extensif, à composante décrochante faible, la relative faible variabilité du pendage θ (cas (a)) a une influence non négligeable, mais bien moindre que lorsque l'on considère l'impact d'un déplacement dans la troisième direction par un pitch ψ faible (cas (b)). En effet, la considération

d'un de ces deux angles réduit à 0° (e.g., décrochement pur, nappe de charriage) a pour conséquence la simple réduction à 0 du facteur advectif Adv . Il est ici important de rappeler que l'on considère un géotherme initial structuré verticalement. Pour une zone de cisaillement plane recoupant le milieu perpendiculairement à la direction du gradient thermique maximum, le transport advectif latéral ne joue alors aucun rôle dans l'évolution du champs thermique.

Le dernier paramètre impliqué, à savoir la vitesse relative de déplacement entre les deux blocs en contact, V , n'a étonnamment qu'un impact modéré sur le facteur advectif Adv avec un indice de sensibilité de Sobol inférieur à 0.1. Ceci s'explique par les larges gammes de valeurs considérées pour les autres paramètres impliqués, particulièrement ψ et θ (b) (Tab. 3.1). De même, h dont la dimension va du simple au quintuple, alors que les vitesses considérées ne vont que du simple au triple, influence plus le rapport V/h appelé dans la détermination de Adv . Les gammes de valeurs V ici considérées se reportant aux cas de cisaillement intra-continentaux ($V \leq 3 \text{ cm.an}^{-1}$) s'étalent sur un ordre de grandeur supérieur lorsque des zones de déformations intra-océaniques, ou de type continental-océanique, sont analysées. Les sensibilités du facteur advectif Adv s'en retrouvent alors significativement modifiées, notamment en ce qui concerne les répercussions de la variabilité de V (cf. Tab. A3, annexe A.2, page 310).

- **Le facteur productif par shear heating, Pro** : fonction de $z_f, \eta, V, k, \rho, Cp, Hr_0, z_r, Q$ et h .

Le terme de production interne par shear heating, Pro , dépend d'une multitude de paramètres ; seuls le pendage et le pitch n'interviennent pas. Les influences relatives des entrées sur la variabilité de Pro en contexte intra-continentale se distinguent selon trois catégories. D'une part, Pro atteste d'une sensibilité conséquente à l'épaisseur h — là encore, paramètre le plus influent — et à la viscosité η , les indices de Sobol respectifs étant de 0.187 et 0.102. Cela s'explique notamment par la proportionnalité de Pro à l'inverse du cube h et à la gamme de variabilité élevée de η s'étalant sur 2 ordres de grandeurs. D'autre part, les paramètres V et k ont des influences bien moindres en relatif par rapport aux deux premiers, mais non-négligeables. Les indices de Sobol correspondant s'établissent en effet à 0.023 et 0.012, respectivement. Enfin, concernant l'ensemble des paramètres restants, pour lesquels les indices de Sobol $S(Pro)$ sont de l'ordre de 10^{-3} , la variabilité ne se répercute que de manière très minime sur celle de Pro . z_f, ρ, Cp, Hr_0, z_r et Q sont ainsi négligeables au regard de la variabilité du terme de production par shear heating.

4.6.2 Impact des paramètres sur les nombres de Peclet et Brinkman

- **Le nombre de Peclet Pe** : fonction de $h, V, \psi, \theta, k, \rho$ et Cp .

Parmi les paramètres impliqués dans le nombre de Peclet, rapport du transport thermique par advection sur le transport diffusif, seuls ceux ayant une influence déjà majeure sur le facteur diffusif Dif ou le facteur advectif Adv ont un impact important sur Pe . Ainsi, les entrées prédominant la variabilité de Pe sont la conductivité thermique k et les angles ψ et θ sur la

gamme étendue de 0 à 90° (b, cf. Tab. 3.1) (Fig. 4.1). Les indices de Sobol correspondant s'établissent à environ 0.2. Les angles, ψ et θ , dans leurs gammes plus restreintes (a cf. Tab. 3.1), ainsi que l'épaisseur h de la zone de cisaillement, affichent une portée non-négligeable sur la variabilité de Pe ($S(Pe | \psi, \theta(a)) = 0.107$ et $S(Pe | h) = 0.128$). Cette influence est qualitativement perceptible sur la Fig. 4.1. Quant à la vitesse V et la capacité calorifique Cp , tout comme au regard de leur répercussion sur Dif ou Adv , leur influence sur Pe reste limitée. De même, le nombre de Peclet demeure imperturbable à la variabilité de la densité ρ .

De façon générale, l'influence des entrées sur Dif se fait d'autant plus ressentir sur Pe (i.e., $S(Pe) \geq S(Dif)$), et le contraire est remarquable pour l'advection (i.e., $S(Pe) \leq S(Adv)$). Cela traduit le fait que la variabilité du facteur diffusif Dif , au dénominateur de Pe , a une plus grande répercussion sur celle de Pe que celle du facteur advectif Adv au numérateur. Par conséquent, la gamme de valeurs réalistes en contexte intra-continentale de Dif est donc plus large que celles de Adv . Cas particulier, l'épaisseur h intervenant à la fois dans l'expression de Dif et de Adv (Eq. 9 de l'article 2), le rapport Pe des deux processus produit une fonction simplement proportionnelle de h et intégrant un plus grand nombre de paramètres que les expressions des facteurs Dif ou Adv (Eq. 10 de l'article 2). Sa variabilité se répercute donc avec moins d'intensité sur Pe que sur les deux facteurs Dif et Adv : $S(Pe | h) \leq S(Dif | h)$ et $S(Pe | h) \leq S(Adv | h)$.

- **Le nombre de Brinkman Br** : fonction de $z_f, V, \eta, h, Hr_0, z_r$ et Q .

L'épaisseur h de la zone de cisaillement joue un rôle prédominant (élévation au cube et au carré, respectivement) dans les variabilités de Pro et Dif (Eq. 10 de l'article 2). Par conséquent, h n'intervient plus dans le rapport de Brinkman Br qu'en qualité de simple inverse. La sensibilité de Br à h s'en retrouve alors limitée, indexée à 0.072, ce qui en fait un paramètre toujours non-négligeable, mais mineur vis-à-vis de la viscosité dont l'influence grimpe à $S(Br | \eta) = 0.405$ i.e. quatre fois plus que sur Pro . Cette prédominance de l'influence de la variabilité de η sur Br s'illustre nettement sur le diagramme correspondant de la Fig. 4.1. La vitesse V , quant à elle, garde une influence non-négligeable sur Br à l'image de son impact sur Pro , mais reste cantonnée à un rôle secondaire ($S(Br | V) \leq 0.1$). Les autres paramètres jouent, en relatif, un rôle bien mineur, avec des indices de sensibilité globale de Sobol ≤ 0.02 . Notamment, la profondeur z_f considérée le long de la zone de cisaillement n'a qu'une influence très négligeable.

4.6.3 Impact des paramètres sur les contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}

Pour chacun des ratios de contributions thermiques, R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , l'ensemble des entrées de l'analyse analytique est impliqué. L'influence de chacun des paramètres sur les trois contributions thermiques est perceptible dans les diagrammes de la figure 4.1, ces ratios étant directement fonctions de Pe et Br .

- **La contribution de la diffusion thermique R_{Dif}** .

L'expression dimensionnelle de la contribution de la diffusion thermique (Eq. 11 de l'article 2) se définit selon :

$$R_{Dif} = \frac{1}{1 + \frac{V h \sin(\psi) \sin(\theta)}{\kappa} + \frac{z_f \eta V^2}{T_0 k h}} \quad (4.6)$$

Les paramètres qui avant-tout influencent l'impact de la diffusion au regard des autres processus thermiques sont la viscosité η ($S(R_{Dif} | \eta) = 0.351$), la vitesse V de déplacement relatif entre les deux blocs en contact ($S(R_{Dif} | V) = 0.2$) et les angles ψ et θ ($S(R_{Dif} | \psi, \theta(b)) = 0.144$). Ces entrées n'interviennent cependant pas dans le facteur diffusif Dif . En d'autres termes, la domination de la diffusion sur le budget thermique dépend donc avant tout des combinaisons paramétriques impliquées dans le transport advectif de la chaleur et dans la production interne par shear heating. La conductivité thermique k n'a qu'un rôle mineur même si celle-ci ne peut être négligée. Elle est en effet environ cinq fois moins influente que la viscosité, par exemple. Les autres paramètres impliqués dans le terme diffusif Dif , à savoir ρ , Cp , et h , sont eux négligeables sur la contribution de la diffusion par rapport aux autres processus thermiques. Notamment, l'épaisseur h qui jouait jusque là un rôle majeur sur l'ensemble des processus thermiques se caractérise ici par un indice de Sobol de $6 \cdot 10^{-3}$. En effet, le ratio R_{Dif} n'implique plus h que sous sa simple forme, et non au carré ou au cube comme dans les sorties Dif et Pro (Eq. (4.6)). Les entrées z_f , Hr_0 , z_r et Q sont également négligeables.

- La contribution de l'advection thermique R_{Adv} .

L'expression dimensionnelle de la contribution de l'advection thermique (Eq. 11 de l'article 2) se définit selon :

$$R_{Adv} = \frac{1}{\frac{\kappa}{V h \sin(\psi) \sin(\theta)} + 1 + \frac{z_f \eta V}{T_0 \rho Cp h^2 \sin(\psi) \sin(\theta)}} \quad (4.7)$$

La contribution du transport advectif dans le budget thermique est principalement dominée par la variabilité des angles de pitch ψ et de pendage θ , l'épaisseur h de la zone de cisaillement (Fig. 4 de l'article), ainsi que la conductivité thermique k (Fig. 3.4). Les indices de Sobol correspondant s'étalent entre 0.1 et 0.3. La viscosité influence de façon relativement mineure la variabilité de Adv . La vitesse V n'a qu'une influence extrêmement limitée ($S(R_{Adv} | V) = 0.022$). La variabilité des autres paramètres se répercutant avec un indice de sensibilité de Sobol de 10^{-3} à 10^{-2} environ sont relativement négligeables.

- La contribution de la production par shear heating R_{Pro} .

L'expression dimensionnelle de la contribution de la production par shear heating (Eq. 11 de l'article 2) se définit selon :

$$R_{Pro} = \frac{1}{\frac{T_0 k h}{z_f \eta V^2} + \frac{T_0 \rho Cp h^2 \sin(\psi) \sin(\theta)}{z_f \eta V} + 1} \quad (4.8)$$

De façon extrêmement nette, la viscosité domine la contribution de la production interne par shear heating ($S(R_{Pro} | \eta) = 0.625$). Avec un impact près de cinq fois et demi plus faible, l'épaisseur h participe également efficacement à la variabilité de R_{Pro} . Ces deux paramètres interviennent dans deux des trois termes du dénominateur de R_{Pro} (Eq. (4.8)). La vitesse V , impliquée au même titre que h dans l'équation (4.8) aux puissances 1 et 2 à néanmoins une influence moindre que h , une fois de plus en raison de ses gammes de valeurs relativement moins grandes — V varie du simple au triple alors que h varie du simple au quintuple. L'ensemble des autres paramètres n'ont qu'une influence négligeable à très mineure sur la variabilité de la contribution thermique du shear heating.

4.7 Synthèse sur la hiérarchisation quantifiée des paramètres en fonction de leur influence sur le budget thermique

Après ce tour d'horizon de l'influence de chacun des paramètres d'entrée sur chacune des réponses de l'analyse dimensionnelle, une hiérarchisation générale s'impose. Celle-ci a pour objectif de mettre en relief les paramètres dont la variabilité est décisive sur le combat entre les trois processus thermiques majeurs considérés (diffusion, advection et shear heating). À l'opposé, l'inventaire des paramètres négligeables a pour finalité la simplification du modèle analytique qui ne dépendra plus que des entrées influentes.

4.7.1 Paramètres d'influence majeure

Au regard donc des contributions thermiques, **la viscosité η se place en paramètre clé** de la domination du budget thermique par le shear heating et de la diffusion thermique. En contexte intra-continentale, la rhéologie des roches impliquées dans la zones de cisaillement contrôle significativement le duel entre production et diffusion. Cela s'illustre clairement par les représentations graphiques des contributions thermiques de la figure 4 de l'article, les variabilités de R_{Dif} et R_{Pro} s'y exprimant significativement en fonction de η . Cependant, lorsque **la vitesses V augmente**, la contribution de la diffusion thermique, également très sensible à ce paramètre, diminue fortement au profit de l'advection et de la production. Lorsque ces deux derniers dominent, la variabilité de leurs contributions respectives diminue sensiblement comme en atteste la figure 4 de l'article 2 (parallélisation des iso-contributions avec l'axe des V) ainsi que les indices statistiques de Sobol $S(R_{Adv} | V)$ et $S(R_{Pro} | V)$, tous deux ≤ 0.1 .

Les paramètres géométriques θ et ψ jouent également un rôle majeur dans la détermination des processus dominant le budget thermique aux abords d'une zone de cisaillement lithosphérique. Ainsi, le pendage d'un chevauchement ou d'un détachement majeur, avec une composante décrochante négligeable (schéma réductible en 2-D), influence de façon importante la perturbation thermique due à la mise en contact de blocs de températures initiales différentes ($S(R_{Adv} | \theta) = 0.113$). Dans un contexte compressif avec de faibles rhéologies et conductivités thermiques impliquées, cela étaye la théorie du « fer à repasser » (e.g., Le Fort, 1975). Si l'on considère maintenant les zones de cisaillement majoritairement décrochante ($\psi \rightarrow 0^\circ$), le processus advectif devient minoritaire à négligeable puisqu'il amène au contact des roches dont les températures initiales sont similaires (supposant un géotherme initial fonction de la profondeur). Il en va de même si l'on souhaite analyser le budget thermique de zones de cisaillement

compressives ou extensives sub-plates ($\theta \rightarrow 0^\circ$) (e.g., nappes de charriages, détachements faiblement pentés délimitant le sommet de *Metamorphic Core Complex*).

L'épaisseur h de la zone de cisaillement, impliquée dans l'adimensionnement des trois processus thermiques dans l'équation générale de la chaleur, a également un rôle majeur dans la variabilité de chacun d'entre eux. Cette influence, portée par différents exposants de la variable h dans les définitions de *Dif*, *Adv* et *Pro*, influence également les rapports entre processus thermiques. Ainsi, une zone de cisaillement étroite (faible h) favorise efficacement la perturbation thermique par production localisée de chaleur par conversion énergétique (shear heating). Parallèlement, le budget thermique est alors regardé à faible distance de la zone de déformation, et le terme diffusif, à cette échelle, devient aisément important, notamment au regard d'une possible perturbation thermique par transport advectif (Pe proportionnel à h).

Enfin, la large gamme de valeurs réalistes de **la conductivité thermique k** , paramètre important dans la détermination du facteur diffusif *Dif*, se répercute significativement sur les contributions thermiques des transports diffusif et advectif, favorisant la première au détriment de la seconde. Cela s'entend aisément au regard d'une zone de cisaillement dont la géométrie et la cinématique favorise la perturbation thermique (pendage élevé, faible composante décrochante et/ou vitesse relative de déplacement élevée) par advection. Une faible conductivité thermique cantonnera alors l'anomalie thermique aux abords de la zone de cisaillement sans qu'elle n'affecte significativement les isothermes en s'éloignant du contact.

Au contraire, la conductivité thermique n'a qu'un impact négligeable sur la contribution du shear heating ($S(R_{Pro} | k) = 7.7 \cdot 10^{-3}$) alors que celle-ci peut engendrer d'intenses anomalies thermique aux abords de la zone de déformation. Cela s'explique analytiquement par le fait que le terme de production est normalisé sur la température initiale T_0 lors de l'adimensionnement, cette dernière étant inversement proportionnelle à k (Eq. 9 de l'article 2). La conductivité thermique intervient donc de deux manières différentes dans l'analyse dimensionnelle : (i) dans le cadre thermique initial caractérisé par la grandeur T_0 , et (ii) dans son implication directe dans la diffusion de la température (k et κ) synchrone du cisaillement. Tout comme l'ensemble des paramètres impliqués dans la définition de T_0 (Hr_0 , z_r et Q), la conductivité thermique influence faiblement le seul facteur thermique dans lequel T_0 est appelé : *Pro* (Tab. 4.1). La conductivité thermique a donc un impact négligeable lorsqu'elle est uniquement impliquée par le biais de T_0 . Dans le cas de la contribution thermique R_{Pro} , la conductivité thermique intervient directement, mais son produit à T_0 annihile alors son influence.

4.7.2 Paramètres d'influence négligeable

Parmi les douze variables d'entrée, deux d'entre elles sont systématiquement associées à des indices de sensibilité globale de Sobol de l'ordre de 10^{-3} , quelle que soit la sortie analysée : **la profondeur z_f et la densité ρ** . Cet ordre de grandeur correspondant aux indices de Sobol calculés pour les sorties ne faisant pas appel à un paramètre donné, ces variables peuvent donc assurément être considérées comme négligeables sur l'ensemble de l'analyse dimensionnelle.

Le reste des variables, à savoir **la capacité calorifique Cp , les grandeurs de la production de chaleur radiogénique Hr_0 et z_r , ainsi que le flux mantellique Q** ont une influence extrême-

Major input parameters	Negligible input parameters
η shear zone effective viscosity	z_f depth along the shear zone
V shear velocity	ρ rock density
h shear zone thickness	Cp rock heat capacity
ψ strain pitch	Hr_0 surface radiogenic heat production
θ shear zone dip	z_r radioactivity specific depth
k rock thermal conductivity	Q mantle heat flux

TABLE 4.2 – Paramètres d'entrée de variabilité majeure et négligeable au regard de la variabilité des sorties du modèle d'analyse dimensionnelle du budget thermique aux abords des zones de cisaillement d'échelle lithosphériques.

ment mineure sur l'ensemble des différentes sorties du modèle analytique. En effet, les indices de sensibilité globale de Sobol correspondant n'excèdent pas 0.021, avec des indices maximaux pour les sorties Br et R_{pro} de loin dominées par la viscosité η . Cela traduit véritablement le fossé qui existe entre les variables influentes référencées précédemment (section 4.7.1) et celles cataloguées dans cette section. Ces variables peuvent alors également être légitimement considérées comme négligeables au regard de la variabilité des paramètres importants.

4.8 Simplification du modèle d'analyse dimensionnelle

Parmi les douze entrées, la moitié vient d'être quantitativement validée comme négligeable (Tab. 4.2) et peut donc être ramenée à de simples constantes (Tab. 4.3). Un modèle d'analyse dimensionnelle simplifié, axé véritablement sur la variabilité des paramètres majeurs (Tab. 4.2) peut alors être développé.

Input X_i	reference value
z_f	15 km
ρ	2800 kg.m ⁻³
Cp	1000 J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
Hr_0	2 μ W.m ⁻³
z_r	15 km
Q	40 mW.m ⁻³

TABLE 4.3 – Valeurs constantes de références des paramètres négligeables choisis pour établir un modèle analytique dimensionnel simplifié.

Ces valeurs de référence sont choisies au regard des contextes continentaux uniquement. De nouvelles expressions paramétriques, utilisées dans le calcul des nombres de Peclet et Brink-

man, et par conséquent, dans la prédiction des contributions thermiques, peuvent être formulées. Ainsi, la diffusivité thermique κ se réduit à une simple fonction κ_{ref} affine de k :

$$\kappa_{ref} = \frac{k}{2.8 \cdot 10^6} \approx k \pi \cdot 10^{-7} \quad m^2.s^{-1} \quad (4.9)$$

De même, la température initiale T_0 , fonction de l'inverse de k , peut être ramenée à une constante en la factorisant à cette dernière. Le rapport du produit sur la profondeur z_f définit un flux thermique vertical initial résultant de la somme du flux mantellique Q et du flux thermique radiogénique local :

$$Q_{ref} = \frac{T_0 k}{z_f} \approx 60 \quad mW.m^{-2} \quad (4.10)$$

À partir des expressions de κ_{ref} (Eq. 4.9) et de Q_{ref} (Eq. 4.10), les nombres de Peclet et Brinkman s'expriment respectivement comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} Pe = \frac{h V \sin(\psi) \sin(\theta)}{\kappa_{ref}} \\ Br = \frac{\eta V^2}{Q_{ref} h} \end{array} \right. \quad (4.11)$$

De même, les contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , définies dans leurs formes dimensionnelles complètes par les équations (4.6), (4.7) et (4.8), peuvent être ramenées à de fonctions plus simples des entrées majeures (Tab. 4.2) selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{Dif} = \frac{1}{1 + \frac{h V \sin(\psi) \sin(\theta)}{\kappa_{ref}} + \frac{\eta V^2}{Q_{ref} h}} \\ R_{Adv} = \frac{1}{\frac{\kappa_{ref}}{h V \sin(\psi) \sin(\theta)} + 1 + \frac{\eta V \kappa_{ref}}{Q_{ref} h^2 \sin(\psi) \sin(\theta)}} \\ R_{Pro} = \frac{1}{\frac{Q_{ref} h}{\eta V^2} + \frac{Q_{ref} h^2 \sin(\psi) \sin(\theta)}{\eta V \kappa_{ref}} + 1} \end{array} \right. \quad (4.12)$$

UTILISATION D'UNITÉS CONVENTIONNELLES AUX PROBLÈMES GÉOLOGIQUES

Afin de fournir un outil pour une utilisation facile et directe dans un contexte géologique donné, certaines grandeurs peuvent être adaptées de telle sorte à ce qu'elles soient exprimées dans les unités communément utilisées et sortent ainsi de leur définition dans le système international. En particulier, les vitesses relatives de déplacement intraplaques sont plus intelligibles exprimées en $cm.an^{-1}$ ou $mm.an^{-1}$ plutôt qu'en $m.s^{-1}$. Sachant que $1 an \approx \pi \cdot 10^7 s$, les vitesses V peuvent alors être converties selon : $V [m.s^{-1}] = V [mm.an^{-1}] / (\pi \cdot 10^{10})$. De même, les épaisseurs h jusque là illustrées en km peuvent être exprimées selon : $h [m] = h [km] \cdot 10^3$.

Dès lors, avec la vitesse V exprimée en $mm.an^{-1}$ et l'épaisseur h de la zone de cisaillement exprimée en km , et en intégrant les expressions de κ_{ref} (Eq. 4.9) et Q_{ref} (Eq. 4.10), les nombres de Peclet Pe et Brinkman Br (Eq. (4.11)) se définissent alors selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} Pe = \frac{h V \sin(\psi) \sin(\theta)}{k \pi^2} \\ Br = \frac{V^2}{6 h \pi^2} \cdot 10^{\log_{10}(\eta)-21} \end{array} \right. \quad (4.13)$$

De même, les trois contributions thermiques de la diffusion R_{Dif} , de l'advection R_{Adv} et de la production interne par shear heating R_{Pro} (Eq. (4.12)) se définissent selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{Dif} = \frac{1}{1 + \frac{h V \sin(\psi) \sin(\theta)}{k \pi^2} + \frac{V^2 \cdot 10^{\log_{10}(\eta)-21}}{6 h \pi^2}} \\ R_{Adv} = \frac{1}{\frac{k \pi^2}{h V \sin(\psi) \sin(\theta)} + 1 + \frac{V k \cdot 10^{\log_{10}(\eta)-21}}{6 h^2 \sin(\psi) \sin(\theta)}} \\ R_{Pro} = \frac{1}{\frac{6 h \pi^2}{V^2 \cdot 10^{\log_{10}(\eta)-21}} + \frac{6 h^2 \sin(\psi) \sin(\theta)}{V k \cdot 10^{\log_{10}(\eta)-21}} + 1} \end{array} \right. \quad (4.14)$$

Il reste cependant conseillé d'utiliser l'expression des contributions thermiques à partir des nombres de Peclet Pe et Brinkman Br dont l'utilisation est plus simple. De plus les divisions par les sinus d'angles telles que posées dans les équations (4.13) et (4.14) peuvent générer des erreurs numériques si les angles sont très faibles ($\sin \rightarrow 0$). Néanmoins, ces expressions, sous leur forme dimensionnelle, permettent avant-tout de mieux cerner l'impact de chacun des paramètres.

Désormais, les paramètres V , h et k sont tous de l'ordre de 1. Par contre, la viscosité η , impliquée sous la forme logarithmique, prend ici toute son ampleur. Les viscosités, estimées dans un intervalle de 10^{19} à 10^{21} *Pa.s* en contexte de zone de cisaillement intra-continental, peuvent s'étendre sur des gammes beaucoup plus larges en contexte géodynamique impliquant du matériel océanique (*e.g.*, subduction). La forme $10^{\log_{10}(\eta)-21}$ rend donc d'autant plus compte de l'importance de la variabilité de l'ordre de la viscosité par rapport à une puissance de base qui lui est proche, 10^{21} .

L'analyse statistique proposée ici permet de hiérarchiser les paramètres d'entrée du modèle analytique en fonction de leur influence quantifiée sur la variabilité des sorties (sections 4.6 et 4.7). La moitié des variables d'entrées s'est avérée négligeable au regard du contrôle du budget thermique (Tab. 4.2). En considérant ces paramètres constants (Tab. 4.3), le nombre des variables d'entrée alors réduit de moitié nous a permis de proposer une nouvelle solution analytique simplifiée (section 4.8).

4.9 De la domination des contributions des processus thermiques aux signatures thermiques : vers une approche analytique

Pour la première fois, les influences respectives des trois processus thermiques majeurs sur le budget thermique au voisinage de toute zone de cisaillement (chevauchement, détachement, décrochement) ont pu être quantifiées et comparées entre elles (article 2, chapitre 3, page 43 ; Fig. 4.2). La domination de chacun des processus se traduit aux abords de la zone de cisaillement par une signature thermique (instantanée et métamorphique) qui lui est spécifique, vérifiée par le biais de simulations numériques thermo-cinématiques 2-D (section 3 et Fig. 3 de l'article 2, puis section 3.4 page 65 ; Fig. 4.2). La répercussion de la variabilité de chacun des paramètres par rapport à celle de l'ensemble des paramètres invoqués sur les contributions thermiques (Pe et Br , puis R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro}) vient de faire l'objet d'une analyse statistique pointilleuse (chapitre 4, page 89 ; Fig. 4.2). À ce titre, chaque paramètre majeur a donc une répercussion spécifique sur la signature thermique aux abords de la zone de cisaillement.

La modélisation numérique ne permet d'examiner l'impact de la variabilité de chaque paramètre majeur en entrée sur la signature thermique qu'au prix d'un très grand nombre de simulations, d'autant plus que les paramètres invoqués sont nombreux (six paramètres majeurs ici : Tab. 4.2). L'option numérique pour une généralisation de la sensibilité thermique aux abords de tout type de zone de cisaillement se révèle donc coûteuse en temps de calculs et de traitements. À l'opposé, l'option analytique permet, par le biais de simplifications, d'aborder le problème de front, en comprenant l'ensemble des paramètres (Fig. 4.2). Ainsi, le chapitre suivant présente une inspection analytique de la signature thermique aux abords de toute zone de cisaillement. Ce travail se base sur des solutions analytiques déjà établies dans la littérature (Carslaw et Jaeger, 1959) propres à la diffusion (terme diffusif de l'équation de la chaleur)

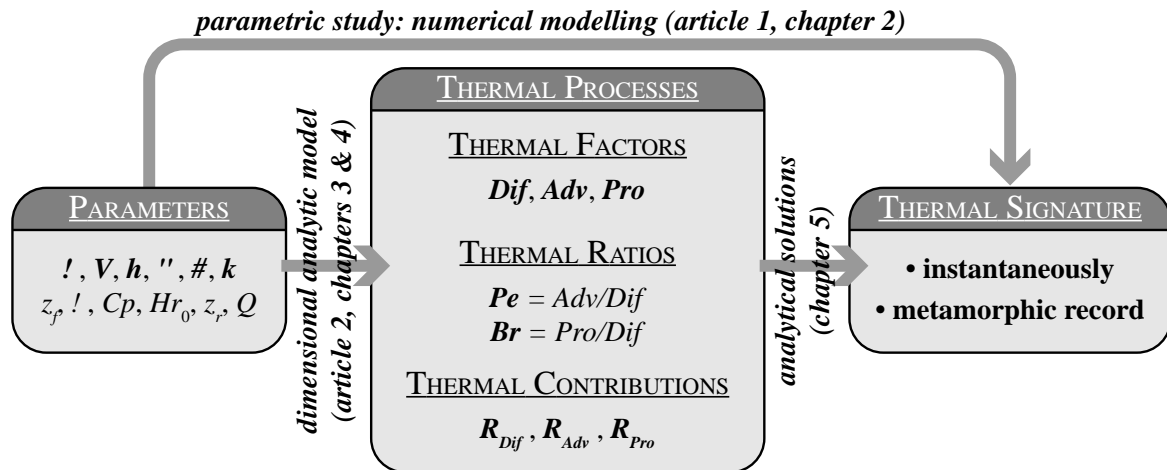


FIGURE 4.2 – Relations schématiques entre paramètres d'entrée, processus thermiques et signature thermique aux abords des zones de cisaillement. Méthodes développées pour les quantifier et chapitres correspondants.

des perturbations thermiques engendrées par le transport advectif et le shear heating le long de la zone de cisaillement. Les expressions y sont développées à partir des nombres de Peclet Pe et de Brinkman Br dont on connaît désormais précisément la sensibilité face aux différents paramètres en entrée (Tab. 4.2).

Chapitre 5

Évolution du budget thermique et de la perturbation thermique autour des zones de cisaillement : investigations analytiques

Sommaire

5.1	Introduction	111
5.2	Nouvelle formulation de l'équation de la chaleur	112
5.2.1	Part thermique liée à la diffusion de la chaleur produite par shear heating	113
5.2.2	Part thermique liée à la diffusion de la perturbation thermique d'origine advective	114
5.2.3	Évolution thermique totale	116
5.3	Expressions des dérivées partielles	119
5.4	Adimensionnement de la solution analytique et dérivées	120
5.5	Applications de la solution analytique	123
5.5.1	Shear heating <i>vs.</i> Diffusion	124
5.5.1.1	Prédiction des contributions thermiques	124
5.5.1.2	Évolution du champ thermique d'après les solutions analytiques adimensionnées	124
5.5.2	Advection <i>vs.</i> Diffusion	130
5.5.2.1	Prédiction des contributions thermiques	130
5.5.2.2	Évolution du champ thermique d'après les solutions analytiques adimensionnées	130
5.5.3	Shear heating <i>vs.</i> Advection <i>vs.</i> Diffusion	136
5.5.3.1	Contributions identiques du shear heating et de l'advection	136
5.5.3.2	Sous le contrôle de chacun des processus thermiques	139
5.6	Bilan de l'approche analytique du budget thermique autour des zones de cisaillement	142
5.7	Rôle de l'accrétion et de l'érosion au cours du cisaillement : vers une étude paramétrique globale	145

5.1 Introduction

L'influence de la variabilité des paramètres en entrée sur celle des processus thermiques est désormais quantifiée (chapitre 4, page 89). La répercussion de la variabilité relative de chaque processus thermique sur la signature thermique a jusqu'à présent été abordée uniquement par le biais de modèles numériques restreints à des contextes bien particuliers (article 1, Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2, page 15 ; article 2, Duprat-Oualid *et al.*, 2015, chapitre 3, page 43 et section 3.4, page 65 : zone de chevauchement, seuls V et η variables). Or une généralisation s'impose désormais, pour laquelle l'investigation analytique s'avère la plus adéquate. **Ce chapitre a pour objectif de fournir une approche analytique permettant de quantifier directement l'impact de la variabilité de tout paramètre d'entrée — et par conséquent de la variabilité des combinaisons de processus (Fig. 4.2) — sur la signature thermique résultante aux abords de toute zone de cisaillement.**

L'étude de l'évolution du budget thermique consiste à analyser les variations de températures dans le temps ($\partial T/\partial t$: réchauffement, refroidissement, état stable) et l'espace ($\partial T/\partial x_i$: existence d'un différentiel induit dans l'espace). Analytiquement, cela revient à examiner les dérivées du champ thermique dans toutes les dimensions possibles, à savoir le temps et l'espace.

D'une part, les changements thermiques locaux pouvant survenir au cours de l'activité de la zone de cisaillement s'approchent par le biais du gradient de la température T sur le temps t . Le signe et la valeur absolue de celui-ci indiquent, localement et à un moment donné, de quelle façon varie la température (réchauffement, refroidissement) et avec quelle intensité. D'autre part, le gradient de la température par rapport aux dimensions spatiales informe sur l'ampleur de la perturbation subie par le champ thermique. La distance z' à la zone de cisaillement est prise comme direction de référence dans l'espace afin de cerner plus facilement l'évolution thermique à l'approche de la zone déformée. Le gradient $\partial T/\partial z'$, comparé au gradient initial selon la même direction, permet de quantifier l'anomalie thermique à un instant et une distance donnés. Enfin, la double dérivée du champs de températures dans l'espace et le temps, $\partial^2 T/\partial z'\partial t$ évalue les variations spatiales des changements thermiques. En d'autres termes, elle permet d'investiguer la vitesse avec laquelle se développe cette anomalie thermique.

Ces formulations dérivées nécessitent de connaître l'expression analytique de la température en fonction du temps et de l'espace. Cela requiert de déterminer une solution à l'équation différentielle de la chaleur, qui soit par conséquent la plus simple possible. Or, les problèmes géologiques impliquent de nombreux processus, paramètres, et conditions limites complexes et particulières à chaque cas d'étude. Afin de rendre le système résoluble, il est alors souvent nécessaire d'effectuer une sélection légitime et d'avoir recours à des simplifications.

Dans l'analyse dimensionnelle présentée en chapitre 3, trois processus thermiques sont considérés : la diffusion, l'advection et la production interne par shear heating et radioactivité. De ces deux sources de chaleur interne, le shear heating est de loin plus important que la production radiogénique lorsque le budget thermique est dominé par la production thermique interne (*cf.* SI# 2 de l'article 2). La production de chaleur radiogénique n'est alors considérée que dans les conditions thermiques initiales. Le shear heating, dans les conditions réalistes, permet l'augmentation de la température de l'ordre de la centaine de degrés autour de la zone de

cisaillement (*e.g.*, Burg et Schmalholz, 2008; Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Fleitout et Froidevaux, 1980; Kincaid et Silver, 1996; Souche *et al.*, 2013). La variabilité du comportement thermique face à l'influence du shear heating (Tab. 4.2) fait de ce dernier le processus d'échange énergétique interne majeur (*e.g.*, Brun et Cobbold, 1980; Fleitout et Froidevaux, 1980).

De nombreuses études se sont appliquées à la résolution de l'équation de la chaleur face aux problèmes des zones de cisaillement lithosphériques (*e.g.*, Brun et Cobbold, 1980; Davies, 1999; England *et al.*, 1985; England et Molnar, 1993; Lee et Delaney, 1987; Molnar et England, 1990; Royden, 1993; Yuen *et al.*, 1978). Chacune d'entre elles a analysé le budget thermique sous un angle particulier, en considérant un nombre limité de processus (*e.g.*, shear heating *vs.* diffusion, (Brun et Cobbold, 1980; Yuen *et al.*, 1978)). La domination d'un processus n'a cependant jamais été réellement quantifiée.

Le but est ici de fournir une nouvelle étude analytique sur la base de solutions de l'équation de la chaleur adaptées à tout type de zone de cisaillement d'échelle lithosphérique. Le développement mathématique doit intégrer les effets des trois processus thermiques majeurs de la diffusion, l'advection et la production interne par shear heating. Les simplifications appliquées dans le cadre de l'analyse dimensionnelle (chapitre 3) sont également utilisées. L'accent est porté sur la variabilité des paramètres d'entrée jugés importants à la suite de l'analyse dimensionnelle (chapitre 4, Tab. 4.2) Les résultats des solutions analytiques à terme permettent de valider une fois de plus le modèle d'analyse dimensionnelle exposé précédemment dans le chapitre 3.

5.2 Nouvelle formulation de l'équation de la chaleur

Il est ici proposé d'aborder l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement majeures par développement analytique de façon générale en intégrant les parts diffusive, advective et productive précédemment évoquées. Les contributions thermiques liées à l'advection et au shear heating favorisent la perturbation thermique au niveau de la zone de cisaillement. Au contraire, le transport par diffusion tend à homogénéiser le gradient du champ thermique selon l'équation de base :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T \quad (5.1)$$

où ∇^2 est l'opérateur Laplacien appliqué dans les directions spatiales. Le but est d'analyser l'évolution thermique à l'approche de la zone de cisaillement. Par conséquent, en prenant la distance z' à la zone de cisaillement comme dimension spatiale de référence, l'équation 5.1 s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} \quad (5.2)$$

Les influences perturbatrices de l'advection et de la production interne à la zone déformée peuvent être vues comme deux influences thermiques à $z' = 0$, autrement dit, comme deux conditions limites. L'évolution thermique dans les deux blocs en contact résulte d'un état thermique initial auquel un changement ΔT est appliqué. Ce dernier comprend à la fois les influences thermiques du shear heating et de l'advection. Chacun de ses membres résulte de

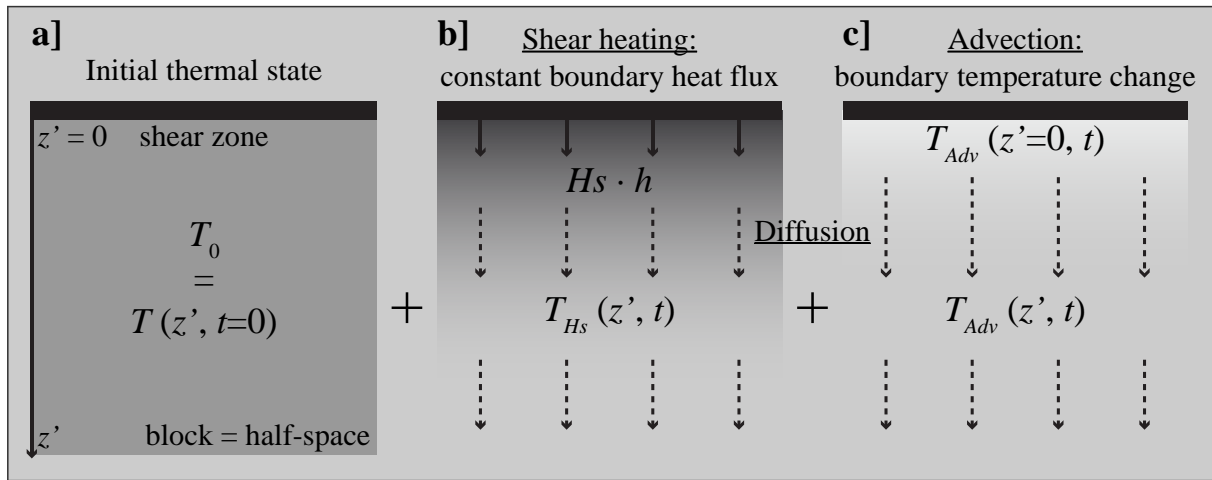


FIGURE 5.1 – Représentation schématique des différents termes impliqués dans l'évolution de la température définie selon l'équation (5.3) et des conditions limites considérées dans l'établissement des solutions analytiques. Le champs thermique résulte de a) l'héritage thermique initial T_0 auquel s'ajoutent b) les changements thermiques liés à la diffusion de l'incrément thermique par shear heating, T_{Hs} , ainsi qu'à c) la diffusion de la perturbation thermique respective induite dans et au contact de la zone de cisaillement, T_{Adv} .

la diffusion de la perturbation thermique respective induite dans et au contact de la zone de cisaillement.

$$\begin{aligned}
 T(z', t) &= T(z', t = 0) + \Delta T \\
 &= T(z', t = 0) + T_{Hs}(z', t) + T_{Adv}(z', t)
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

Le premier terme est simplement fonction des conditions thermiques initiales et est équivalent à T_0 . Les autres termes, T_{Hs} et T_{Adv} , représentent les parts respectives de la température T liées à la production interne par shear heating et au transport advectif de la température. Ils sont, par la suite, abordés séparément par le biais de schématisations du problème géologique (Fig. 5.1). Plus la distance z' diminue, plus les effets thermiques liés à l'activité de la zone de cisaillement s'intensifient, et plus les valeurs absolues de T_{Hs} et T_{Adv} augmentent en absolu. Ces deux termes peuvent donc être interprétés comme des conditions limites particulières appliquées à la zone de cisaillement. Les deux blocs en contact sont alors assimilables à deux espaces semi-infinis joints par leur limite commune.

5.2.1 Part thermique liée à la diffusion de la chaleur produite par shear heating

Considérons ici uniquement la production par shear heating et la diffusion thermique (Fig. 5.1b; e.g., Brun et Cobbold, 1980; Fleitout et Froidevaux, 1980; Yuen *et al.*, 1978). Le shear heating Hs est toujours supposé constant et homogène au travers de la zone de cisaillement d'épaisseur h , et ne considère donc pas la variabilité de la viscosité et de l'épaisseur déformée. De l'énergie produite par unité de volume au sein de la zone cisailée naît donc un flux thermique constant, $Hs \cdot h$, normal à la zone de cisaillement et dirigé vers les z' croissantes (Fig. 5.1). Les deux blocs en contact, assimilés à deux espaces semi-infinis, subissent alors un réchauffement dû à ce flux de chaleur constant à $z' = 0$ (condition limite).

Tout comme la température T , le flux de chaleur $\mathcal{F} = k \partial T / \partial z'$, doit satisfaire la même équation différentielle. Autrement dit :

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial z'^2} \quad (5.4)$$

En considérant la condition limite $\mathcal{F}(z' = 0, t) = Hs \cdot h$ constant, une solution de l'équation différentielle (5.4) est donnée par (Carslaw et Jaeger, 1959, p.75) :

$$\mathcal{F}(z', t) = Hs \cdot h \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{z'}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \quad (5.5)$$

où erfc représente la fonction erreur complémentaire définie par :

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-\zeta^2) d\zeta \quad (5.6)$$

où ζ est une variable. De l'intégration selon z' du rapport du flux \mathcal{F} sur la conductivité thermique k résulte alors le changement thermique induit par la présence de cette source de chaleur constante en bordure. Cet incrément de température T_{Hs} au cours du temps t , en fonction de la distance z' est donc décrit par l'équation suivante (Carslaw et Jaeger, 1959, p.75) :

$$T_{Hs}(z', t) = \frac{2 Hs h}{k} \cdot \left[\sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}} \cdot \exp \left(\frac{-z'^2}{4 \kappa t} \right) - \frac{z'}{2} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{z'}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right] \quad (5.7)$$

Cette équation, issue d'une solution de l'équation différentielle du flux thermique (Eq. (5.4)), satisfait donc l'équation différentielle de la chaleur (Eq. (5.2)). Le shear heating étant un terme de production de chaleur interne, le changement thermique opéré par sa diffusion sera donc toujours positif.

5.2.2 Part thermique liée à la diffusion de la perturbation thermique d'origine advective

Considérons à présent uniquement la diffusion thermique de la perturbation issue de l'advection de matériel de température différente le long de la zone de cisaillement (Fig. 5.1a). Considérant un chevauchement recoupant un domaine caractérisé par un gradient géothermique (fonction de la profondeur z) latéralement homogène (Fig. 5.2a), England et Molnar (1993) estiment le changement de température lié au transport advectif le long de la zone de cisaillement comme suit :

$$T_{Adv}(z' = 0, t) = -\frac{1}{2} \frac{\partial T}{\partial z}(z', t = 0) V t \sin(\theta) \quad (5.8)$$

Cette expression s'assimile à la moyenne des températures initiales de chaque milieu mis en contact au temps t . Cette estimation de la température le long de la zone de chevauchement est particulièrement raisonnable dans les premiers temps de l'activité cisailante, et correspond plus précisément à une approximation de la température au cœur de la zone de cisaillement. On considère ici que cette température approchée peut être généralisée à l'ensemble de la zone de cisaillement au niveau de la profondeur z_f considérée, et ce jusqu'aux bordures $z' = 0$. En intégrant la composante décrochante, et en simplifiant le gradient thermique initial $\partial T / \partial z$ au

rapport de la température initiale T_0 sur la profondeur z_f considérée, l'équation 5.8 précédente devient :

$$T_{Adv}(z' = 0, t) = -\frac{1}{2} \frac{T_0}{z_f} V t \sin(\psi) \sin(\theta) \quad (5.9)$$

Plus la composante décrochante de la zone de chevauchement est importante ($\psi \rightarrow 0^\circ$), plus le changement thermique lié au mouvement relatif le long de la zone de cisaillement est faible ($T_{Adv} \rightarrow 0^\circ\text{C}$) (Fig. 5.2b). Le changement de température, initialement abordé par les auteurs pour le cas des chevauchements, demeure également valable pour les détachements lorsque l'on attribue au pendage θ le signe défini dans l'article 2. Ainsi, $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ implique que le compartiment au mur, en relatif, se déplace vers les z croissantes, et signifie donc un contexte compressif (Fig. 5.2a). Le changement de température induit, T_{Adv} , décroît le long de la zone chevauchante, par effet de l'advection sous-jacente de matériel plus froid. Au contraire, un pendage négatif ($-90^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$) schématise un cas de zone de détachement, et T_{Adv} augmente au cours du temps (Fig. 5.2c).

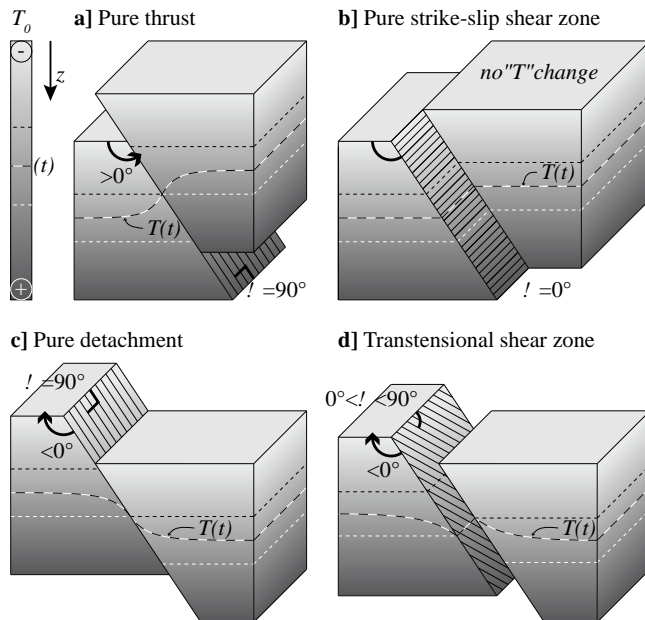


FIGURE 5.2 – Représentation schématique de différentes zones de cisaillement lithosphériques et relations avec les combinaisons $[\theta; \psi]$. a) Chevauchement pur. b) Décrochement pur. c) Détachement pur. d) Cisaillement transtensionnel. Le gradient de gris est relatif à la température initiale T_0 dans chaque bloc et les lignes à courts pointillés noirs ou blancs représentent deux isothermes initiaux. La ligne à longs tirets noirs et blancs représente l'isotherme moyen des deux précédents, au temps t . z représente la profondeur.

Cette conception constitue une vision simplifiée du problème géologique. Elle ne considère en effet aucun changement de l'épaisseur du compartiment de toit par érosion (système compressif) ou par remplissage sédimentaire (système extensif). Analytiquement, il devient difficile d'intégrer ces processus, qui modifient, par ailleurs le champs thermique par rééquilibrage thermique (augmentation et diminution du gradient thermique par érosion et sédimentation, respectivement). Néanmoins, l'influence de ces processus est aisément déterminable par voie numérique. Dans l'optique de mesurer les rapports d'influence de chacun des processus sur le budget thermique aux abords de la zone de cisaillement, ces simplifications restent tout de même justifiées.

Connaissant l'évolution de la température à la bordure $z' = 0$, il est possible de résoudre l'équation de la chaleur (Eq. (5.2)) dans les deux espaces semi-infinis que constituent les deux blocs en contact. Ici, $T_{Adv}(z' = 0, t)$ correspond à une fonction affine du temps t . Une solution analytique satisfaisant l'équation de la chaleur est dans ce cas donnée par (Carslaw et Jaeger,

1959, p. 62–63 ; Molnar et England, 1990) :

$$T_{Adv}(z', t) = 4 T_{Adv}(z' = 0, t) \cdot \iint \operatorname{erfc} \left(\frac{z'}{2 \sqrt{\kappa t}} \right) \quad (5.10)$$

où $\iint \operatorname{erfc}$ représente la seconde intégrale de la fonction erfc définie par (Carslaw et Jaeger, 1959, p. 483–484) :

$$\iint \operatorname{erfc}(x) = \frac{1}{4} \cdot \left[(1 + 2x^2) \cdot \operatorname{erfc}(x) - \frac{2x}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp(-x^2) \right] \quad (5.11)$$

D'après les équations (5.9) et (5.10) et en appliquant la formulation développée de $\iint \operatorname{erfc}$, l'évolution de T_{Adv} dans le temps et l'espace s'exprime donc :

$$T_{Adv}(z', t) = \frac{T_0 V \sin(\psi) \sin(\theta)}{2 z_f} \cdot \left[\sqrt{\frac{t}{\kappa \pi}} \cdot z' \cdot \exp \left(\frac{-z'^2}{4 \kappa t} \right) - \left(t + \frac{z'^2}{2 \kappa} \right) \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{z'}{2 \sqrt{\kappa t}} \right) \right] \quad (5.12)$$

Il est important de noter que cette estimation de la variation thermique due à l'advection est calculée pour une profondeur donnée fixe le long du chevauchement. Autrement dit, elle peut s'appliquer telle qu'elle est à un bloc considéré fixe. Ici, le signe du pendage θ traduit conventionnellement la direction de mouvement relatif du bloc inférieur ($\theta > 0^\circ$ pour un chevauchement, $\theta < 0^\circ$ pour un détachement). Ainsi, cette solution analytique est directement applicable au bloc supérieur qui subit simplement l'arrivée de matériel plus froid ou plus chaud à sa base selon que l'on considère un chevauchement ou un détachement. Cependant, la tendance thermique dans le bloc inférieur est sensiblement opposée. En effet, dans un contexte chevauchant, le bloc inférieur, relativement plus froid, va se réchauffer au contact du bloc supérieur, alors que le bloc chevauchant se réchauffera à sa base. De façon diamétralement opposée, le bloc inférieur s'exhumant par le biais d'une zone de décrochement se refroidira depuis son sommet lors de sa remontée progressive le long d'un bloc de plus en plus froid, mais réchauffera le bloc supérieur voisin par leur bordure commune.

Pour les applications futures, cette solution analytique satisfait donc directement l'évolution thermique du bloc supérieur, considéré fixe. Pour ce qui est du bloc inférieur, la perturbation thermique étant opposée, un changement de signe doit être opéré.

5.2.3 Évolution thermique totale

Les changements thermiques dans les blocs en contact issus du shear heating et de l'advection thermique le long de la zone de cisaillement, T_{Hs} et T_{Adv} , respectivement, viennent d'être considérés séparément (Eqs. (5.7) et (5.12)). Afin d'alléger les expressions analytiques, opérons un changement de variable appliqué aux fonctions \exp et erfc , toutes deux impliquées identiquement dans les définitions T_{Hs} et T_{Adv} .

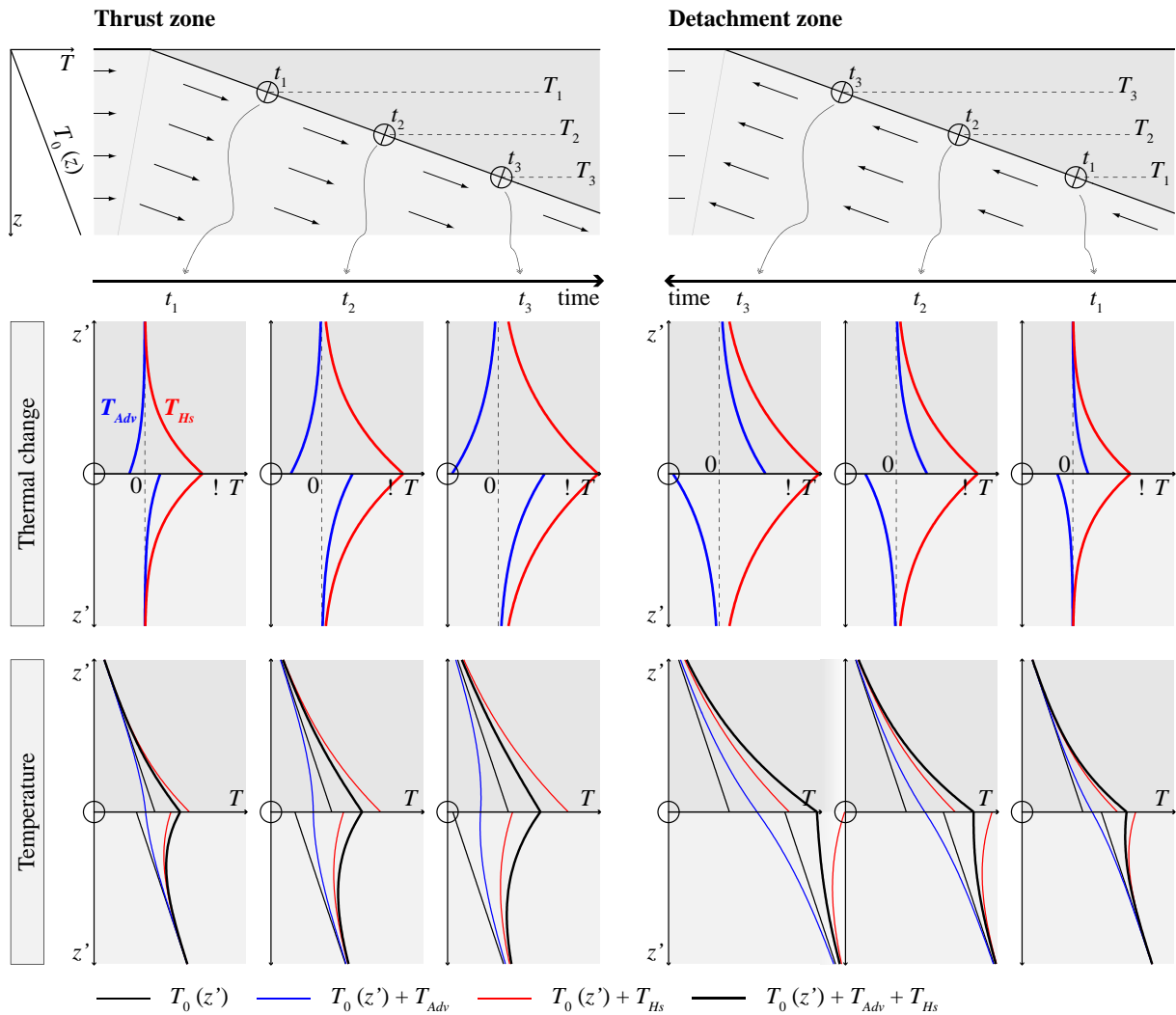


FIGURE 5.3 – Représentations schématiques des changements thermiques et des températures induites au cours du temps par effet de l’advection et du shear heating aux abords d’une zone de cisaillement. Le shear heating influence positivement la thermique, contrairement à l’advection qui selon le contexte et le bloc considéré réchauffe ou refroidit le milieu. À gauche est illustré le cas d’une zone de chevauchement : l’advection seule mène à une baisse thermique à la base du bloc chevauchant et à un réchauffement du bloc chevauché par son sommet. À droite est illustré le cas d’une zone de détachement : l’advection seule induit un réchauffement du bloc supérieur depuis sa base et un refroidissement du bloc inférieur par son sommet.

Soit :

$$\mathcal{Z} = \frac{z'}{2\sqrt{\kappa t}} \quad (5.13)$$

Les deux termes T_{Hs} et T_{Adv} s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{Hs}(z', t) = \frac{2 Hs h}{k} \cdot \left[\sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}} \cdot \exp(-\mathcal{Z}^2) - \frac{z'}{2} \cdot \operatorname{erfc}(\mathcal{Z}) \right] \\ T_{Adv}(z', t) = \frac{T_0 V \sin(\psi) \sin(\theta)}{2 z_f} \cdot \left[\sqrt{\frac{t}{\kappa \pi}} \cdot z' \cdot \exp(-\mathcal{Z}^2) - \left(t + \frac{z'^2}{2 \kappa} \right) \cdot \operatorname{erfc}(\mathcal{Z}) \right] \end{array} \right. \quad (5.14)$$

Chacune de ces deux expressions satisfait l'équation différentielle de la chaleur. Le changement thermique induit par production interne de chaleur par shear heating, T_{Hs} , est systématiquement positif. La chaleur générée au cœur de la zone de cisaillement par conversion énergétique est répartie équitablement dans les deux blocs en contact (Fig. 5.3) — sous condition bien sûr qu'ils disposent des mêmes propriétés diffusives. Ce terme est indépendant du type de zone de cisaillement considéré. Au contraire, le terme advectif du changement thermique, T_{Adv} , est plus délicat à interpréter (cf. section 5.2.2, page 116, et Fig. 5.3).

La somme des deux termes tels qu'ils sont décrits par les expressions 5.14 est directement valable pour l'évolution du changement thermique induit dans le bloc supérieur (considéré analytiquement comme fixe). Pour le bloc inférieur, il est par contre nécessaire de considérer l'opposé de T_{Adv} dans cette somme (Fig. 5.3) :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{sup}(z', t) = T_{sup}(z', t = 0) + T_{Hs}(z', t) + T_{Adv}(z', t) \quad \text{bloc supérieur} \\ T_{inf}(z', t) = T_{inf}(z', t = 0) + T_{Hs}(z', t) - T_{Adv}(z', t) \quad \text{bloc inférieur} \end{array} \right. \quad (5.15)$$

Par ailleurs, le signe de T_{Adv} lui-même varie en fonction du type de zone de cisaillement considéré. Pour une zone chevauchante, le bloc inférieur s'enfouit sous le bloc supérieur, entraînant ainsi un déplacement relatif vers les profondeurs z croissantes. Le pendage θ (et son sinus) est donc positif. Pour une zone de détachement, c'est l'opposé, et l'ensemble du premier facteur de T_{Adv} (Eq. 5.14) est négatif. La figure 5.3 illustre la façon dont s'opèrent ces variations thermiques en fonction du bloc considéré et du type de zone de cisaillement.

La solution analytique de l'évolution thermique totale dans le temps et l'espace décrite par l'équation (5.3), résultant de la somme des deux composantes T_{Hs} et T_{Adv} (Eqs. (5.14), 5.15) additionnée au champ thermique initial, est maintenant établie. Il est désormais possible d'en calculer les différentes dérivées qui permettront de quantifier la vitesse de variation du champ thermique et l'intensité de la perturbation thermique.

5.3 Expressions des dérivées partielles

L'évolution de la température, s'exprimant sous la forme d'une somme de termes distincts indépendants, toutes ses formes dérivées s'expriment alors comme la somme des formes dérivées des termes impliqués.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial t}(z', t) = \frac{\partial T_{Hs}}{\partial t}(z', t) + \frac{\partial T_{Adv}}{\partial t}(z', t) \\ \frac{\partial T}{\partial z'}(z', t) = \frac{\partial T}{\partial z'}(z', t=0) + \frac{\partial T_{Hs}}{\partial z'}(z', t) + \frac{\partial T_{Adv}}{\partial z'}(z', t) \\ \frac{\partial^2 T}{\partial z' \partial t}(z', t) = \frac{\partial^2 T_{Hs}}{\partial z' \partial t}(z', t) + \frac{\partial^2 T_{Adv}}{\partial z' \partial t}(z', t) \end{array} \right. \quad (5.16)$$

Les termes T_{Hs} et T_{Adv} , de par leurs dérivées respectives, peuvent donc être chaque fois comparés entre eux, quelles que soient les dérivées partielles concernées. Les expressions des différentes dérivées partielles de T_{Hs} et T_{Adv} utilisées dans les formulations (5.16) sont par la suite exposées.

DÉRIVÉES PARTIELLES PREMIÈRES AU TEMPS t

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_{Hs}}{\partial t}(z', t) = \frac{Hs h}{k} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\pi t}} \cdot \exp(-Z^2) \\ \frac{\partial T_{Adv}}{\partial t}(z', t) = -\frac{T_0 V \sin(\psi) \sin(\theta)}{2 z_f} \cdot \operatorname{erfc}(Z) \end{array} \right. \quad (5.17)$$

DÉRIVÉES PARTIELLES PREMIÈRES À LA DISTANCE z'

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_{Hs}}{\partial z'}(z', t) = -\frac{Hs h}{k} \cdot \operatorname{erfc}(Z) \\ \frac{\partial T_{Adv}}{\partial z'}(z', t) = \frac{T_0 V \sin(\psi) \sin(\theta)}{z_f} \cdot \left[\sqrt{\frac{t}{\kappa \pi}} \cdot \exp(-Z^2) - \frac{z'}{2 \kappa} \cdot \operatorname{erfc}(Z) \right] \end{array} \right. \quad (5.18)$$

DÉRIVÉES PARTIELLES SECONDES CROISÉES AU TEMPS t ET À LA DISTANCE z'

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T_{Hs}}{\partial t \partial z'}(z', t) = -\frac{Hs h}{k} \cdot \frac{z'}{2 t \sqrt{\kappa \pi t}} \cdot \exp(-Z^2) \\ \frac{\partial^2 T_{Adv}}{\partial t \partial z'}(z', t) = \frac{T_0 V \sin(\psi) \sin(\theta)}{2 z_f} \cdot \frac{1}{\sqrt{\kappa \pi t}} \cdot \exp(-Z^2) \end{array} \right. \quad (5.19)$$

Les équations prédisant l'évolution de la température et les différentes dérivées partielles sont désormais établies. Résultant de nombreuses simplifications, elles ont pour objectif premier d'offrir un outil complémentaire à l'étude de la thermique au premier ordre autour des zones de cisaillement. Pour cela, la section suivante s'applique à définir la solution analytique sous forme adimensionnée, afin de mieux généraliser les résultats face à tout type de contexte. Ensuite, ces solutions analytiques sans dimensions seront appliquées pour différents contextes géologiques. Les prédictions des contributions thermiques issues de l'analyse dimensionnelle leur seront comparées afin d'établir l'inter-validité du modèle analytique et des solutions analytiques.

5.4 Adimensionnement de la solution analytique et dérivées

Le modèle d'analyse dimensionnelle quantifie les contributions thermiques après adimensionnement de l'équation de la chaleur. Avant de le comparer à la solution analytique, il est donc nécessaire de convertir également cette dernière sous une forme adimensionnée similaire.

Dans le modèle d'analyse dimensionnelle, la variable de temps est impliquée de façon proportionnellement identique dans les facteurs sans dimension *Dif*, *Adv* et *Pro* (Eq. 9 de l'article 2) correspondant respectivement aux termes de la diffusion, de l'advection et de la production dans l'équation de la chaleur adimensionnée (Eq. 8 de l'article 2). En conséquence, les rapports des ces trois facteurs quantifiant les contributions thermiques ne font pas appel au temps (Eqs. 10 et 11 de l'article 2). Néanmoins, l'analyse dimensionnelle est strictement valable jusqu'à ce que les effets des conditions thermiques aux limites commencent à se faire ressentir à la profondeur z_f considérée le long de la zone de cisaillement, *i.e.* au terme du temps t_c , minimum entre t_{adv} et t_{dif} (temps caractéristiques de l'advection et de la diffusion, respectivement : Eqs. SI.2 et SI.3, annexe SI#3 de l'article 2).

Pour rappel :

$$\left\{ \begin{array}{l} t_{adv} = \frac{z_f}{Vz} = \frac{z_f}{V \cdot \sin \psi \cdot \sin \theta} \\ t_{dif} = \frac{z_f^2}{\pi^2 \kappa} \end{array} \right. ; \quad \text{et} \quad t_c = \min [t_{adv} ; t_{dif}] \quad (5.20)$$

Le temps caractéristique de l'advection, t_{adv} , fonction de la composante verticale Vz de la vi-

tesse relative entre les deux blocs, tend vers l'infini lorsque par exemple la zone de cisaillement tend vers un décrochement pur ($\psi = 0^\circ$; Fig. 5.2b). Au contraire, le temps caractéristique de la diffusion, t_{dif} , n'est pas conditionné par la cinématique de la zone de cisaillement considérée. Ainsi, le temps caractéristique t_c est assurément limité par t_{dif} , et se restreint à t_{adv} lorsque Vz est suffisamment élevée, *i.e.* telle que :

$$Vz \geq \frac{\pi^2 \kappa}{z_f} \quad (5.21)$$

soit, $Vz \geq \sim 2 \text{ cm.yr}^{-1}$ à $z = 15 \text{ km}$ ou encore $Vz \geq \sim 1 \text{ cm.yr}^{-1}$ à $z = 30 \text{ km}$. Seuls certains chevauchements ou détachements majeurs, à fort pendage et/ou vitesse relative élevée et faible composante décrochante, peuvent donc prétendre à être contraints par le temps caractéristique de l'advection.

Par ailleurs, comme dans le développement du modèle d'analyse dimensionnelle, la distance z' à la zone de cisaillement est associée à l'épaisseur h de celle-ci. Enfin, les termes calculés de la température T_{Hs} et T_{Adv} ainsi que leurs dérivées respectives doivent être assimilés à des grandeurs de même dimension. La température de référence est la température initiale T_0 à la profondeur z_f considérée. Dans le modèle d'analyse dimensionnelle, cette température était affectée du coefficient h/z_f , traduisant ainsi l'écart de température initial spécifique à la distance h . Ce choix permettait ainsi une mise à l'échelle de la température de référence T_0 , fonction de z_f , à la grandeur plus restreinte h utilisée pour caractériser la dimension spatiale.

Néanmoins, le choix est ici fait de garder T_0 comme température de référence, sans coefficient de mise à l'échelle. Ainsi, les changements thermiques T_{Hs} et T_{Adv} sont directement comparables à la température initiale dont la valeur a une signification plus évidente pour le lecteur. De même, les dérivées de la température par rapport à la distance z' , *i.e.* la perturbation thermique, est volontairement comparée à un gradient thermique initial. Le gradient géothermique, estimé par T_0/z_f , est le plus significatif et le plus stable, *i.e.* dont la direction spatiale de référence ne dépend pas du champs vectoriel de la vitesse. Les dérivées au temps sont quant à elles estimées sur la base du temps caractéristique t_c . En résumé, on considère donc :

$$\begin{cases} T^* & = T/T_0 \\ \partial/\partial t^* & = \partial/\partial t \cdot t_c \\ \partial/\partial z'^* & = \partial/\partial z' \cdot z_f \end{cases} \quad (5.22)$$

Les changements thermiques T_{Hs} et T_{Adv} (Eq. 5.14), adimensionnés et intégrant les variables t et z' normalisées, deviennent alors :

$$\begin{cases} T_{Hs}^*(z'^*, t^*) & = \frac{2 Hs h}{k T_0} \cdot \left[\frac{z_f}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{t^*}{\pi}} \cdot \exp(-Z^{*2}) - \frac{h z'^*}{2} \cdot \text{erfc}(Z^*) \right] \\ T_{Adv}^*(z'^*, t^*) & = \frac{Vz}{2 \kappa} \cdot \left[\frac{h z'^*}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{t^*}{\pi}} \cdot \exp(-Z^{*2}) - \left(\frac{z_f t^*}{\pi^2} + \frac{h^2 z'^{*2}}{2 z_f} \right) \cdot \text{erfc}(Z^*) \right] \end{cases} \quad (5.23)$$

où V_z est la composante verticale de la vitesse V , *i.e.* $V \cdot \sin(\psi) \cdot \sin \theta$, et \mathcal{Z}^* représente la variable \mathcal{Z} impliquant les expressions normalisées de z' et t telle que :

$$\mathcal{Z}^* = \frac{\pi h z'^*}{2 z_f \sqrt{t^*}} \quad (5.24)$$

Rappelons ici que les nombres de Brinkman Br et Peclet Pe quantifient les rapports de l'énergie visqueuse dissipée (shear heating) et de l'advection thermique, respectivement, sur la diffusion thermique :

$$Br = \frac{z_f \eta V^2}{h T_0 k} = \frac{z_f Hs h}{T_0 k} \quad \text{et} \quad Pe = \frac{h V_z}{\kappa} \quad (5.25)$$

Il devient alors aisé d'exprimer les deux équations adimensionnées précédentes (Eq. 5.23) sous la forme de fonctions dépendant proportionnellement de Br et Pe , respectivement :

$$\begin{cases} T_{Hs}^*(z'^*, t^*) = Br \cdot \left[\frac{2}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{t^*}{\pi}} \cdot \exp(-\mathcal{Z}^{*2}) - \frac{h z'^*}{z_f} \cdot \text{erfc}(\mathcal{Z}^*) \right] \\ T_{Adv}^*(z'^*, t^*) = \frac{Pe}{2} \cdot \left[\frac{z'^*}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{t^*}{\pi}} \cdot \exp(-\mathcal{Z}^{*2}) - \left(\frac{z_f t^*}{h \pi^2} + \frac{h z'^{*2}}{2 z_f} \right) \cdot \text{erfc}(\mathcal{Z}^*) \right] \end{cases} \quad (5.26)$$

Dans les équations 5.26, les nombres Br et Pe sont tous deux factorisés à une fonction non-linéaire de type $[\alpha \cdot \exp(-\mathcal{Z}^{*2}) - \beta \cdot \text{erfc}(\mathcal{Z}^*)]$. Chacune des variables α , β et \mathcal{Z}^* est une fonction dépendant des nombres sans dimension z'^* et t^* ainsi que des paramètres z_f et h uniquement. Par adimensionnement du temps, la diffusivité thermique κ n'intervient plus dans ce facteur comme précédemment (Eq. 5.14). Seuls les nombres sans dimension de Brinkman Br et Peclet Pe impliquent les paramètres de la diffusion, k et κ , respectivement (Eq. 5.25). De la même manière, les dérivées présentées précédemment dans les expressions 5.17, 5.18 et 5.19 peuvent alors s'écrire sous une forme adimensionnée en fonction des nombres Br et Pe .

DÉRIVÉES PARTIELLES PREMIÈRES AU TEMPS t ADIMENSIONNÉES

$$\begin{cases} \frac{\partial T_{Hs}^*}{\partial t^*}(z'^*, t^*) = \frac{Br}{\pi \sqrt{\pi t^*}} \cdot \exp(-\mathcal{Z}^{*2}) \\ \frac{\partial T_{Adv}^*}{\partial t^*}(z'^*, t^*) = -Pe \cdot \frac{z_f}{2 \pi h} \cdot \text{erfc}(\mathcal{Z}^{*2}) \end{cases} \quad (5.27)$$

DÉRIVÉES PARTIELLES PREMIÈRES À LA DISTANCE z' ADIMENSIONNÉES

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_{Hs}^*}{\partial z'^*}(z'^*, t^*) = -Br \cdot \operatorname{erfc}(Z^*) \\ \frac{\partial T_{Adv}^*}{\partial z'^*}(z'^*, t^*) = Pe \cdot \left[\frac{z_f}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{t^*}{\pi}} \cdot \exp(-Z^{*2}) - \frac{z'^*}{2} \cdot \operatorname{erfc}(Z^*) \right] \end{array} \right. \quad (5.28)$$

DÉRIVÉES PARTIELLES SECONDES CROISÉES AU TEMPS t ET À LA DISTANCE z' ADIMENSIONNÉES

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T_{Hs}^*}{\partial t^* \partial z'^*}(z'^*, t^*) = -Br \cdot \frac{h z'^*}{2 z_f t^*} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{t^*}} \cdot \exp(-Z^{*2}) \\ \frac{\partial^2 T_{Adv}^*}{\partial t^* \partial z'^*}(z'^*, t^*) = Pe \cdot \frac{z_f}{h \pi \sqrt{\pi t^*}} \cdot \exp(-Z^{*2}) \end{array} \right. \quad (5.29)$$

Les équations décrivant l'évolution des variations thermiques T_{Hs} et T_{Adv} et leurs dérivées partielles dans le temps et l'espace sont désormais traduites sous une forme sans dimension qui se révèle simplificatrice. En effet, dans chacune d'entre elles, le nombre de Brinkman Br ou de Peclet Pe est introduit aisément, et les fonctions résultantes ne dépendent plus que de deux paramètres dimensionnés : h et z_f . Ces mêmes paramètres se retrouvent systématiquement associés par leur rapport h/z_f (et inversement). Les expressions décrites précédemment pourraient alors s'écrire de manière encore plus synthétique, en intégrant ce rapport de distance sous la forme d'un unique nombre sans dimension.

5.5 Applications de la solution analytique

L'objectif final est de permettre la validation des solutions analytiques au regard des prédictions des contributions thermiques dominantes issues de l'analyse dimensionnelle (chapitre 3, page 43), et vice-versa. Pour cela, les solutions analytiques décrites précédemment sont par la suite appliquées à différents types de zones de cisaillement (décrochement, chevauchement, détachement). Les calculs sont réalisés pour différentes combinaisons de nombres de Brinkman et Peclet, Br et Pe , respectivement, convertibles en combinaisons de contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} . Ces valeurs de Br et Pe sont typiquement acquises en faisant varier les paramètres suivant : la viscosité η , la vitesse relative entre les deux blocs V , ainsi que le pendage θ et le pitch ψ de la zone de cisaillement. Ici, l'épaisseur h est fixée à 2.5 km et la conductivité thermique k est définie à $3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Les autres paramètres, négligeables, sont fixés aux valeurs référencées dans le tableau 4.3. Le rapport h/z_f utilisé dans les solutions analytiques

adimensionnées est alors de $1/6$.

Dans un premier lieu, les termes de perturbation thermique liés au shear heating et à l'advection, T_{Hs} et T_{Adv} , respectivement, sont considérés séparément. Cette approche permet de considérer indépendamment les dualités de la diffusion thermique avec chacun des deux autres processus thermiques majeurs. Dans le premier cas, les zones de cisaillement sans contribution advective sont analysées, typiquement les zones de décrochement pur qui sont prises à titre d'exemple concret. Dans le second cas, cela revient à analyser le champs thermique autour d'une zone de cisaillement de rhéologie si peu résistante que la production de chaleur par shear heating devient négligeable.

Dans un second temps, l'ensemble des trois processus thermiques majeurs est examiné. Les perturbations diffusées liées à l'advection thermique et au shear heating pourront alors être comparées.

5.5.1 Shear heating vs. Diffusion

EXEMPLE : ZONES DE DÉCROCHEMENT

Pour les décrochements purs ($\psi = 0^\circ$), le terme d'advection devient nul (Eq. 9 de l'article 2, chapitre 3, page 43). Le temps caractéristique de l'advection t_{adv} est infiniment grand et le temps caractéristique t_c du problème se restreint à celui de la diffusion t_{dif} (Eq. 5.20). La chaleur générée par shear heating au sein de la zone de cisaillement peut induire une perturbation thermique significative qui est alors simultanément adoucie par transport diffusif : T_{Hs} . Il s'agit là de l'unique compétition thermique contrôlant l'évolution de la température autour de la zone de décrochement : production interne de chaleur vs. conduction de cette dernière.

5.5.1.1 Prédiction des contributions thermiques

Dans le cas présent, à partir du modèle d'analyse dimensionnelle allégé (Eq. 4.12), les contributions de la diffusion et de la production sont définies par :

$$R_{Dif} = \frac{1}{1 + \frac{\eta V^2}{0.06 h}} \quad \text{et} \quad R_{Pro} = \frac{1}{\frac{0.06 h}{\eta V^2} + 1} \quad (5.30)$$

Les seuls paramètres qui dominent significativement l'évolution thermique sont donc la viscosité η , la vitesse de décrochement V et l'épaisseur h de la zone de cisaillement (Fig. 5.4). En d'autres termes, le budget thermique est donc contrôlé essentiellement par les variables impliquées dans le shear heating Hs (i.e., $\eta \cdot V^2/h^2$).

5.5.1.2 Évolution du champ thermique d'après les solutions analytiques adimensionnées

L'évolution de la température T_{Hs} (et des dérivées associées), d'après les solutions analytiques dans leurs expressions sans dimension (Eqs. 5.26, 5.27, 5.28 et 5.29), ne dépend que de quatre nombres, tous sans dimension : le nombre de Brinkman Br , le temps t^* , la distance z'^* et le

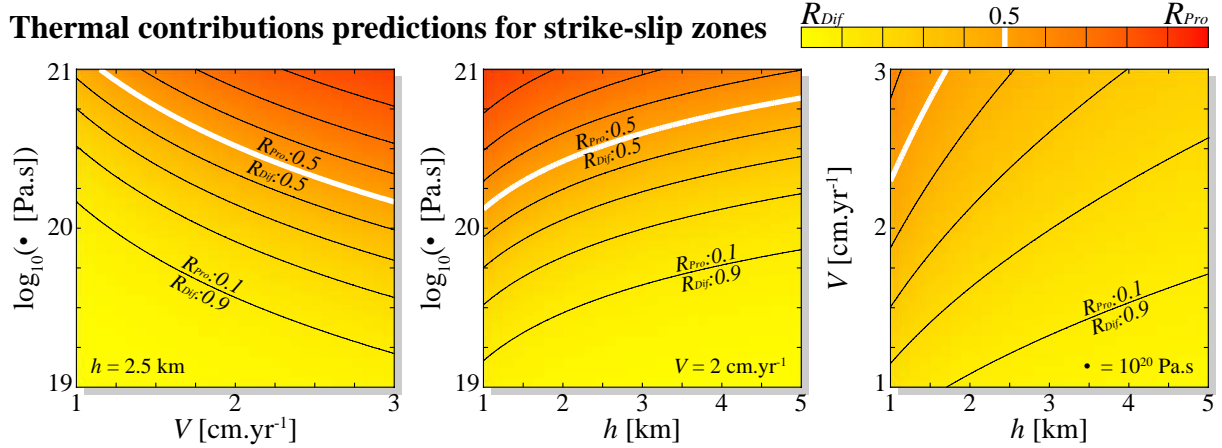


FIGURE 5.4 – Prédications des contributions R_{Dif} et R_{Pro} au budget thermique des zones de décrochement intra-continentales ($R_{Adv} = 0$). Influence des paramètres η , V et h . Les isolignes correspondent aux dixièmes des contributions thermiques partagées entre R_{Dif} et R_{Pro} (les contours $[R_{Dif}0.9; R_{Pro}0.1]$ et $[R_{Dif}0.5; R_{Pro}0.5]$ sont indiqués).

rapport h/z_f . Le facteur Br , dans le cas des zones de décrochement, peut également s'exprimer sous la forme d'une fonction des contributions thermiques R_{Dif} et R_{Pro} :

$$Br = R_{Dif}^{-1} - 1 = \frac{1}{R_{Pro}^{-1} - 1} \quad (5.31)$$

Se positionnant à profondeur z_f fixe, seule la valeur h modifiera l'intensité du facteur non-linéaire de chaque équation. La figure 5.5 illustre cette influence sur l'évolution de T_{Hs}^* . La perturbation thermique s'intensifie en fonction de R_{Pro} selon une tendance exponentiellement croissante dominée donc par l'ordre de grandeur de la viscosité considéré (cf. Tab. 4.1). Dans le domaine contrôlé par la diffusion, l'incrément thermique, négligeable proche du pôle pur ($R_{Dif} \geq \sim 75 - 80\%$, équivalent $R_{Pro} \leq \sim 20-25\%$), atteint des intensités significatives vers la limite des $R_{Dif} = R_{Pro} = 50\%$. L'augmentation respective de la température peut alors atteindre plusieurs dizaines de pourcents de la température initiale révélant ainsi, quantitativement, l'influence importante que peut avoir le shear heating, y compris lorsqu'il ne domine pas le budget thermique.

Sans pour autant montrer de changement drastique dans la pente de la courbe, une augmentation de la température bien plus marquée est reconnaissable dans le champ du shear heating dominant. Les incréments de température, pour des systèmes surdominés par le shear heating ($R_{Pro} \geq \sim 75 - 80\%$, équivalent $R_{Dif} \leq \sim 20 - 25\%$) multiplient d'un facteur 2 à plus de 5 (dans les gammes de valeurs ici considérées) la température initiale au terme du temps caractéristique t_c . Cette hausse de la température peut alors se traduire, pour une thermique initiale donnée, par la réunion de conditions favorables à la fusion de la roche, même en cas de roches déshydratées. Cependant, de telles hausses de température sont rapidement excessives vis-à-vis des roches crustales métamorphiques de haute température. En effet, même si le shear heating permet, au début, d'élever rapidement la température aux abords de la zone de cisaillement, il devient cependant vite limité par la thermo-dépendance de la viscosité, cette dernière diminuant avec le réchauffement — et avec le shear heating, par rétroaction. Le shear heating est parfois suggéré pour contribuer majoritairement à la présence de granites d'ana-

Shear heating vs. Diffusion: dimensionless thermal change from analytics at $[z'^* = 1, t^* = 1]$ (and $t_c = t_{dif}$)

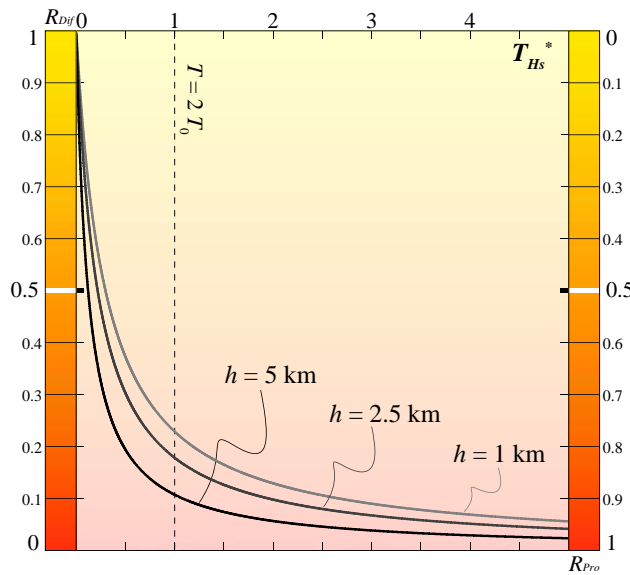


FIGURE 5.5 – Variations thermiques adimensionnées à la distance $z'^* = 1$ (i.e. $z' = h$) de la zone de cisaillement, à l'instant $t^* = 1$ (i.e. $t = t_c = t_{dif}$), résultant du shear heating : T_{Hs}^* . Les valeurs sont représentées en fonction des contributions thermiques respectives de la diffusion, R_{Dif} et de la production, R_{Pro} . Le shear heating induit systématiquement un incrément thermique ($T_{Hs}^* \geq 0$). Seule l'épaisseur de la zone de cisaillement, h , modifie l'intensité du changement thermique pour une même combinaison $[R_{Dif}, R_{Pro}]$. Les trois courbes illustrent les résultats pour trois h différentes.

textie syn-tectoniques aux abords des zones de cisaillement (e.g., Bouchez, 1977; Molnar *et al.*, 1983; Nicolas *et al.*, 1977). Néanmoins, de nombreux auteurs s'accordent à affirmer qu'il ne peut en être l'unique moteur (e.g., Fleitout et Froidevaux, 1980; Leloup *et al.*, 1999; Yuen *et al.*, 1978). De tels rapports entre la contribution thermique par production et la diffusion thermique, possibles au début de l'activité de la zone de cisaillement, sont donc probablement impossibles à maintenir au cours du temps. Pour des valeurs plus modérées de contribution de la production, i.e., entre 50 et 75%, l'augmentation de la température subie par les alentours de la zone de décrochement est comprise entre 25 et 100%. Ces conditions thermiques peuvent également être suffisantes pour favoriser la fusion partielle des roches en bordure de la zone de cisaillement, en particulier en présence de fluides pré-existants aux joints de grains qui catalysent l'initiation du processus de fusion (Paquet *et al.*, 1981).

Pour différentes prédictions de contributions thermiques, la figure 5.6 illustre l'évolution du champ des T_{Hs} et des dérivées associées aux abords d'une zone de décrochement majeure d'après la solution analytique. Les contributions thermiques R_{Dif} et R_{Pro} sont volontairement choisies à des proportions modérées entre 1/3 et 2/3 afin de juger de l'importance de la compétition entre shear heating et diffusion thermique (Hs compris entre ~ 10 et $\sim 50 \mu W.m^{-3}$).

De façon générale, l'ensemble du domaine considéré (ici $z' \leq 2h$) subit une augmentation continue de la température par diffusion de la chaleur produite au sein de la zone de cisaillement (Fig. 5.6a). Cette hausse est systématiquement plus rapide lorsque l'on se rapproche de la zone déformée ($z' \rightarrow 0$, Fig. 5.6b), et la perturbation thermique y est donc évidemment

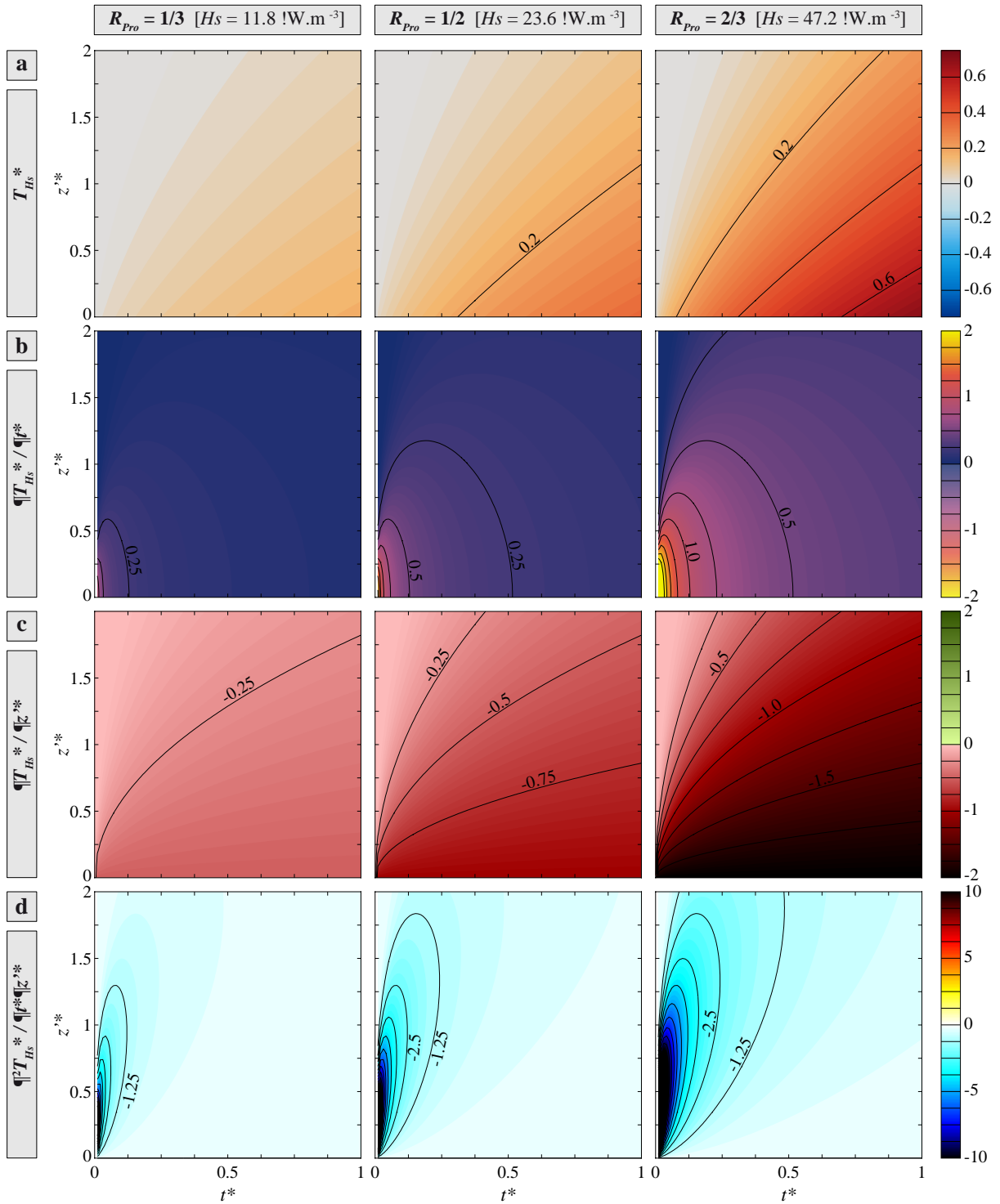


FIGURE 5.6 – Évolution de l'état thermique autour d'une zone de décrochement lithosphérique à partir de la solution analytique pour trois combinaisons différentes des contributions thermiques : $R_{Pro} = 1/3$ (resp. $R_{Dif} = 2/3$, $R_{Pro} = R_{Dif} = 1/2$ et $R_{Pro} = 2/3$ (resp. $R_{Dif} = 1/3$). Ces différentes contributions sont définies par différentes combinaisons $[V, \eta]$, définissant ainsi, avec $h = 2.5 \text{ km}$, différentes intensités de shear heating H_s . k est fixée à $3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Pour une plus ample description, cf. suite de la légende page 128.

LÉGENDES COMPLÉMENTAIRES COMMUNES AUX FIGURES 5.6, 5.9, 5.10 ET 5.12 – *Les résultats sont présentés sous leur forme adimensionnée en fonction du temps t^* et de la distance z'^* à la zone de cisaillement. Les paramètres insignifiants sont fixés aux valeurs définies dans le Tab. 4.3. a) Évolution du changement de température $T_{Hs}^* + T_{Adv}^*$, issu de la normalisation à la température initiale T_0 , (Eq. 5.26). b) Évolution correspondante du gradient thermique dans le temps, sans dimension (Eq. 5.27), normalisé au rapport T_0/t_0 . c) Évolution correspondante du gradient thermique selon la distance, sans dimension (Eq. 5.28), normalisé au gradient géothermique initial "moyen" T_0/z_f . d) Évolution correspondante du gradient thermique dans le temps et l'espace, sans dimension (Eq. 5.29), normalisé au rapport du gradient géothermique initial "moyen" T_0/z_f sur t_c .*

plus marquée (Fig. 5.6c). Au contact, la vitesse de réchauffement, maximale en absolu à $t^* = 0$, diminue progressivement au cours du temps (Fig. 5.6b). La vitesse de perturbation thermique, $\partial^2 T_{Hs}^* / \partial t^* \partial z'^*$, est quant à elle perpétuellement nulle au contact de la zone de cisaillement (Eq. 5.29, Fig. 5.6d). Cela indique donc que la perturbation induite ne pourra jamais excéder le gradient thermique directement acquis à $[z' = 0]$, qui, d'après l'équation 5.18, s'établit à la valeur dimensionnée suivante :

$$\frac{\partial T_{Hs}}{\partial z'_{max}} = \frac{\partial T_{Hs}}{\partial z'}(z' = 0, \forall t) = -\frac{Hs h}{k} \quad (5.32)$$

La notation *max* ne définit pas ici une valeur maximale en relatif, mais en absolu, le signe du gradient étant déterminé par l'orientation du repère spatial. À distance, les vitesses de réchauffement et de perturbation augmentent le temps que le réchauffement initial interne à la zone de cisaillement se fasse ressentir par diffusion, *i.e.*, le court laps de temps correspondant au temps caractéristique de diffusion t_{dif} appliqué à la distance z'^* . La grandeur h de référence étant établie à 2.5 km, soit 1/6 de la profondeur z_f pour laquelle est calculée le temps de diffusion spécifique $t_c = t_{dif}$, les temps caractéristiques de diffusion aux distances $z' = h$ (*i.e.* $z'^* = 1$) et $z' = 2h$ (*i.e.* $z'^* = 2$) sont donc équivalents à $t_c/36$ (*i.e.* $t^* = 1/36$) et $t_c/9$ (*i.e.* $t^* = 1/9$), respectivement. Au-delà de ce temps spécifique à la distance z'^* considérée, les vitesses de la hausse thermique et de la perturbation atteignent leurs maxima et commencent ensuite à décroître progressivement. La vitesse de réchauffement diminue systématiquement en fonction de la distance z'^* . Au contraire, le point où la vitesse de perturbation thermique $\partial^2 T / \partial t \partial z'$ est maximale s'éloigne de la zone de cisaillement au cours du temps.

Lorsque la diffusion domine les processus thermiques aux 2/3, le champ de températures éprouve une hausse de l'ordre d'une dizaine de pourcents de la température initiale aux abords de la zone de cisaillement (Figs. 5.5 et 5.6a). Ce réchauffement induit du champ thermique autour de la zone de cisaillement reste néanmoins faible (Fig. 5.6a, *e.g.*, Fleitout et Froidevaux, 1980). L'augmentation induite des températures peut difficilement être décelable dans les enregistrements métamorphiques, se confondant alors avec les incertitudes qui sont généralement de l'ordre de quelques dizaines de degrés. La perturbation thermique est également d'autant difficile à détecter qu'elle est efficacement diffusée. En effet, le gradient thermique $\partial T_{Hs} / \partial z'$, quantifiant l'intensité de la perturbation thermique, atteste de variations latérales de la température induites faibles, de quelques dizaines de pourcents par rapport au gradient géothermique vertical initial (Fig 5.6c), et jusqu'à 50% directement au contact (Eq. 5.32).

Au contraire, lorsque le shear heating commence à se faire de plus en plus important au regard de la diffusion, le réchauffement induit aux abords de la zone de cisaillement de-

vient suffisamment important pour être détectable. Ainsi, à contributions thermiques égales ($R_{Pro} = R_{Dif} = 50\%$), un réchauffement de 20% (Fig. 5.6a) se traduit par une augmentation de 60°C pour $T_0 = 300^\circ\text{C}$ par exemple. La perturbation thermique associée (Fig. 5.6c) témoigne de gradients latéraux rapidement supérieurs à 75% du gradient géothermique initial dans la limite $z'^* \leq 1$, et jusqu'à 100% au contact. De tels gradients, alors approchant en absolu les 20°C.km^{-1} dans le cas présent, peuvent être décelables grâce aux estimations des paragenèses métamorphiques — à supposer bien entendu que là soit le dernier évènement thermique subi par les roches avant exhumation.

Quand le shear heating devient dominant ($R_{Pro} = 2/3$), les températures peuvent augmenter de près de 75% par rapport à la température initiale (Figs. 5.5a et 5.6a). Cet incrément thermique conséquent, simultanément diffusé, engendre une anomalie thermique latérale qui atteint rapidement plus de une fois et demie la valeur du gradient géothermique initial (Fig. 5.6c), et en particulier ce coefficient monte à 2 au contact (Eq. 5.32). Considérant donc un gradient géothermique de l'ordre $T_0/z_f \approx 20^\circ\text{C.km}^{-1}$ (d'après les valeurs de référence du tableau 4.3 et $k = 3 \text{ W.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$), la perturbation latérale atteint donc une intensité importante $\partial T/\partial z' < -35^\circ\text{C.km}^{-1}$.

Le rapprochement des contributions thermiques prédites par l'analyse dimensionnelle avec la solution analytique atteste clairement de l'influence non-négligeable du duel entre dissipation visqueuse et diffusion sur la thermique à proximité des zones de cisaillement. L'impact thermique du shear heating peut se révéler significatif, y compris lorsque la diffusion domine, *i.e.*, $25\% < R_{Pro} \leq 50\%$, et devient crucial lorsque la contribution du shear heating devient dominante, *i.e.* $R_{Pro} \geq 50\%$ (Figs. 5.5 et 5.6). Le budget thermique apparaît donc extrêmement sensible à la contribution de la part de production interne à la zone de cisaillement. La cohérence entre l'analyse dimensionnelle et les solutions analytiques atteste de l'invalidité de ces deux développements analytiques. Par ailleurs, les valeurs de shear heating (constantes dans la présente analyse) correspondantes à ces contributions thermiques, de l'ordre de $10 \mu\text{W.m}^{-3}$ demeurent nettement supérieures aux quantités de chaleur qui peuvent être produites par désintégration radioactive (de l'ordre de $1 \mu\text{W.m}^{-3}$). Ainsi, même lorsque le shear heating n'est pas dominant, son influence au budget thermique demeure de loin supérieure à celle de la production de la chaleur radiogénique. Considérons alors que la rétroaction thermique du shear heating — *i.e.* la diminution de la résistance mécanique avec l'augmentation de la température induisant une décélération du shear heating (non intégré dans la solution analytique) — soit suffisamment intense pour abaisser le shear heating au degré de la production de chaleur radiogénique. Dans ce cas, la diffusion sera toujours largement prépondérante et les traces d'un éventuel gradient entre deux blocs de radioactivités différentes ne seront pas décelables. Ceci est d'autant plus vrai que la désintégration radioactive n'est pas un phénomène localisé comme le shear heating mais est active dans l'ensemble des domaines déformés et non-déformés.

5.5.2 Advection *vs.* Diffusion

EXEMPLE : ZONES DE CHEVAUCHEMENT ET DE DÉTACHEMENT TRÈS FAIBLEMENT RÉSISTANTES

Les zones de cisaillement considérées dans cette section se caractérisent par une composante verticale de la vitesse de déplacement relatif entre les deux blocs, V_z , non-négligeable. Le temps caractéristique t_c ne peut dans ce cas être simplement réduit à celui de la diffusion t_{dif} , mais peut également être contraint par celui de l'advection t_{adv} (Eq. 5.20). Afin d'isoler la contribution par shear heating, la viscosité effective de la zone déformée est ici considérée nulle. Ainsi, seule l'advection thermique peut être porteuse d'un impact perturbateur du champs thermique et le duel advection *vs.* diffusion peut alors être examiné et illustré.

5.5.2.1 Prédiction des contributions thermiques

Dans le cas présent, à partir du modèle d'analyse dimensionnelle allégé (Eq. 4.12), les contributions de la diffusion et de la production, respectivement, sont définies par :

$$R_{Dif} = \frac{1}{1 + \frac{h V_z}{k \pi \cdot 10^{-7}}} \quad \text{et} \quad R_{Adv} = \frac{1}{\frac{k \pi \cdot 10^{-7}}{h V_z} + 1} \quad (5.33)$$

où rappelons que $V_z = V \cdot \sin(\psi) \cdot \sin(\theta)$ est la composante verticale de la vitesse V . Les paramètres qui dominent significativement l'évolution thermique sont donc la vitesse relative de décrochement V , sa direction imposée par le pendage θ et le pitch ψ , l'épaisseur h déformée et la conductivité thermique k (Fig. 5.7).

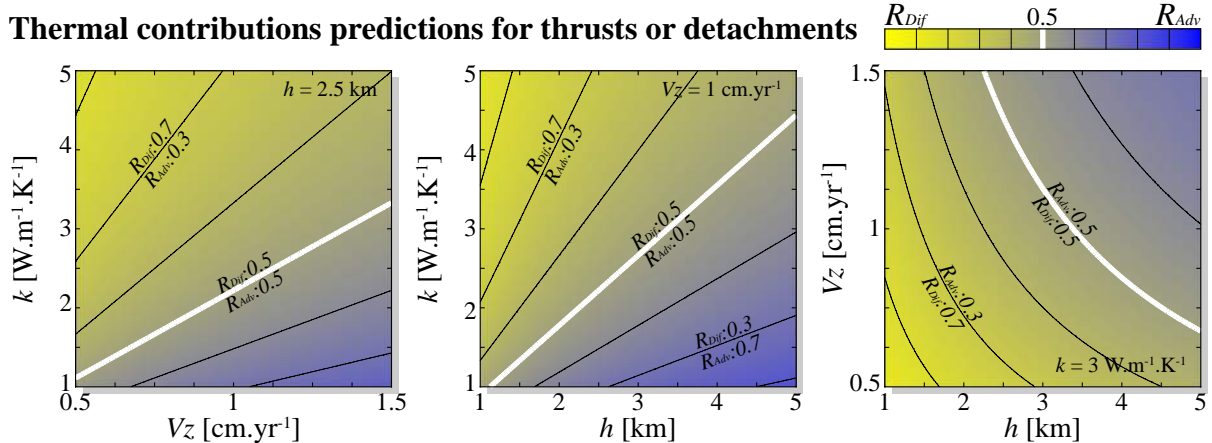


FIGURE 5.7 – Prédictions des contributions R_{Dif} et R_{Adv} au budget thermique des zones de chevauchement ou détachement intra-continentales. La viscosité effective est ici nulle ($R_{Pro} = 0$). Influence des paramètres k , V_z et h .

5.5.2.2 Évolution du champ thermique d'après les solutions analytiques adimensionnées

D'après les solutions analytiques adimensionnées, l'évolution de la part thermique T_{Adv} (Eq. 5.26), et des dérivées associées (Eqs. 5.27, 5.28 et 5.29), ne dépend que de quatre nombres, tous

sans dimensions : le nombre de Peclet Pe , le temps t^* , la distance z'^* et le rapport h/z_f . Le facteur Pe , dans le cas des zones de cisaillement sans shear heating, peut également s'exprimer sous la forme d'une fonction des contributions thermiques R_{Dif} et R_{Adv} :

$$Pe = R_{Dif}^{-1} - 1 = \frac{1}{R_{Adv}^{-1} - 1} \quad (5.34)$$

L'évolution thermique sans dimension aux abords de différentes zones de cisaillement sera proportionnellement influencée par le nombre de Peclet Pe , et non-linéairement par le rapport h/z_f . D'une part, ce nombre Pe , s'exprimant non-linéairement par rapport aux contributions thermiques (Eq. 5.34), traduit alors l'évolution thermique suivant une tendance exponentielle par rapport à R_{Adv} ou R_{Dif} (Fig. 5.8a, page 132). En contexte compressif, par enfouissement de matériel plus froid, la température, à une profondeur donnée, diminuera ($T_{Adv} < 0$ décroissant suivant R_{Adv}). Au contraire, en contexte extensif, par exhumation de matériel plus chaud, la température augmentera au cours du temps ($T_{Adv} > 0$ croissant suivant R_{Adv}). Quel que soit le contexte, si la zone de cisaillement se caractérise par un nombre de Peclet et une épaisseur donnés, le signe étant conventionnel, le changement thermique en absolu demeurera identique. Les résultats sont ici exprimés sous leur forme absolue. D'autre part, se positionnant à une profondeur z_f donnée, seule l'épaisseur h cisailée modifiera l'intensité du second facteur, non-linéaire, de chaque équation. La figure 5.8a illustre également l'influences de l'épaisseur h sur l'évolution de l'intensité absolue de T_{Adv}^* . Ces résultats tiennent compte du temps caractéristique t_c comme minimum de t_{adv} et t_{dif} (Eq. 5.20).

Dans le champ dominé par la diffusion (t_{dif} limitant), la variation thermique induite apparaît négligeable à proximité du pôle pur ($R_{Dif} \geq \sim 75 - 80\%$, équivalent $R_{Adv} \leq \sim 20 - 25\%$). Similairement à l'incrément thermique par shear heating (Fig. 5.5), $|T_{Adv}^*|$ atteint des intensités significatives vers la limite des $R_{Dif} = R_{Adv} = 50\%$ lorsqu'il est fonction de t_{dif} . La part thermique T_{Adv} peut alors atteindre plusieurs dizaines de pourcents de la température initiale. Cette variation est d'autant plus importante et la perturbation thermique associée d'autant plus localisée et intense, que la zone de cisaillement est étroite (faible h), et que, par conséquent, la distance caractéristique à la zone de cisaillement est petite ($z'^* = z'/h$). Ainsi, quand bien même la transport par diffusion domine la thermique sur le transport advectif, analytiquement, la variation thermique subie peut s'avérer néanmoins non-négligeable.

Dans le domaine contrôlé par l'advection thermique, à temps caractéristique t_c constant (e.g., $t_c = t_{dif}$), la part T_{Adv} devient conséquente dans l'évolution thermique aux abords de la zone de cisaillement. L'épaisseur h témoigne ici d'une bien plus grande influence sur la variation thermique que dans le cas de la perturbation thermique par shear heating seul (Figs. 5.5 et 5.8a). Néanmoins, dans ce domaine, le temps caractéristique de l'advection t_{adv} limite t_c et diminue avec R_{Adv} (Fig. 5.8b). En conséquence, la part $|T_{Adv}^*|$ au terme du temps t_c décroît vers la limite $R_{Adv} = 1$ sans jamais excéder 1 (Fig. 5.8a) — ce qui constituerait un problème majeur de la solution analytique puisque dans le cas des zones de chevauchement notamment, cela impliquerait que la température puisse être alors réduite à 0 et devenir négative.

La grande variabilité des parts thermiques vis-à-vis des dimensions de référence (Fig. 5.8) atteste de la prudence qui doit être portée lors de l'adimensionnement. Néanmoins, afin de pouvoir ultérieurement comparer l'évolution des parts thermiques associées au shear heating et à l'advection, le choix est ici fait de garder le temps de diffusion t_{dif} comme temps de réf-

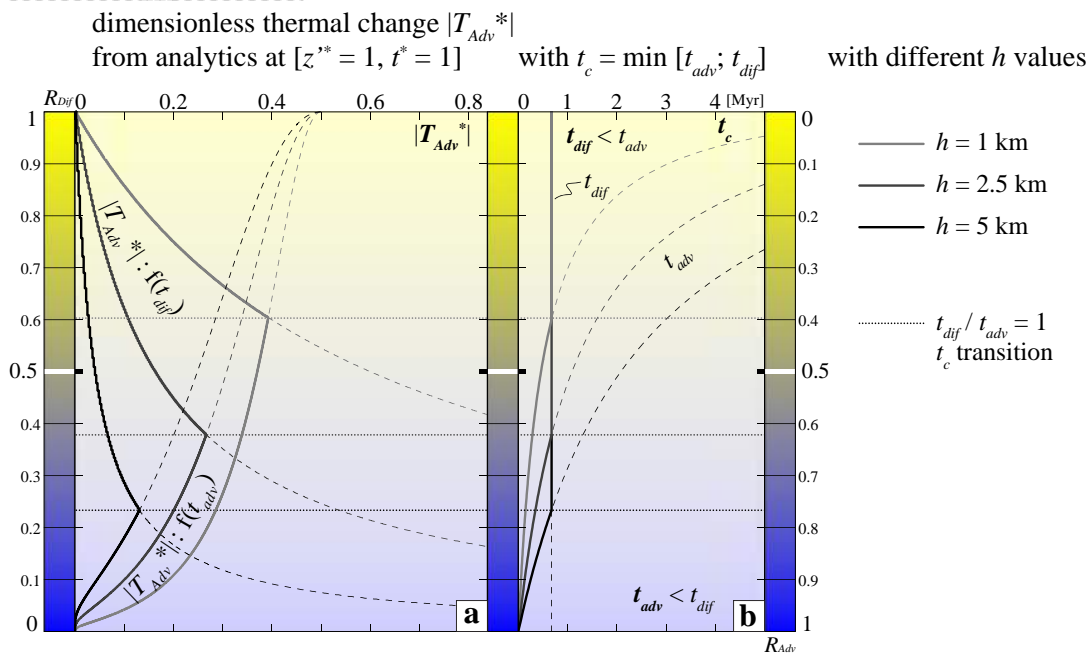
Advection vs. Diffusion:

FIGURE 5.8 – a) Variations thermiques adimensionnées à la distance $z'^* = 1$ (i.e. $z' = h$) de la zone de cisaillement, à l'instant $t^* = 1$ (i.e. $t = t_c$), résultant de l'advection thermique : $|T_{Adv}^*|$ (Eq. 5.26). Les courbes illustrent les résultats pour trois h différentes. L'advection thermique peut engendrer un réchauffement ($T_{Adv}^* \leq 0$) ou un refroidissement ($T_{Adv}^* \geq 0$), selon le bloc considéré et le signe conventionnel du pendage θ . T_{Adv}^* est ici illustrée sous sa forme absolue. Les courbes continues expriment $|T_{Adv}^*|$ pour $t_c = \min[t_{adv}; t_{dif}]$. Les courbes fines en tiretés montrent la continuité de $|T_{Adv}^*|$ selon les deux temps caractéristiques t_{adv} et t_{dif} lorsque ceux-ci ne minimisent pas t_c . b) Temps caractéristiques t_{dif} (constante), t_{adv} (fonction de R_{Adv} (ou R_{Dif}) et de h), et t_c (courbe continue épaisse).

rence t_c . Ce choix est d'autant plus légitime que, à l'image de la section 5.5.1 précédente (page 124) et de la figure 5.6, l'épaisseur de la zone de cisaillement est fixée à 2.5 km et les contributions thermiques toujours comprises entre 1/3 et 2/3. En effet, pour ces valeurs, le temps caractéristique t_c se restreint à celui de la diffusion t_{dif} , ou en demeure relativement proche lorsque t_{adv} devient limitant (e.g., $R_{Adv} = 2/3$) n'affectant pas l'ordre de grandeur de T_{Adv}^* (Fig. 5.8).

Pour différentes prédictions de contributions thermiques R_{Dif} et R_{Adv} , la figure 5.9 illustre l'évolution du champ des T_{Adv} et dérivées associées dans le bloc supérieur d'une zone de chevauchement majeure. Ces résultats sont également valables pour la thermique du bloc inférieur d'une zone de décrochement (Eq. 5.15). La figure 5.10 suivante illustre également l'évolution thermique pour les mêmes prédictions de contributions thermiques, mais en application au bloc supérieur des zones de décrochement lithosphériques (ou au bloc inférieur d'une zone de chevauchement). De la figure 5.9 à la figure 5.10, seuls les signes des différentes variables thermiques changent. Les intensités absolues, elles, sont identiques, comme l'illustre la figure 5.3. Par souci de clarté, on parle par la suite de l'évolution thermique dans le bloc supérieur uniquement — figure 5.9 = chevauchement ; figure 5.10 = détachement.

Au même titre que pour le shear heating, l'extension se traduit par un réchauffement de

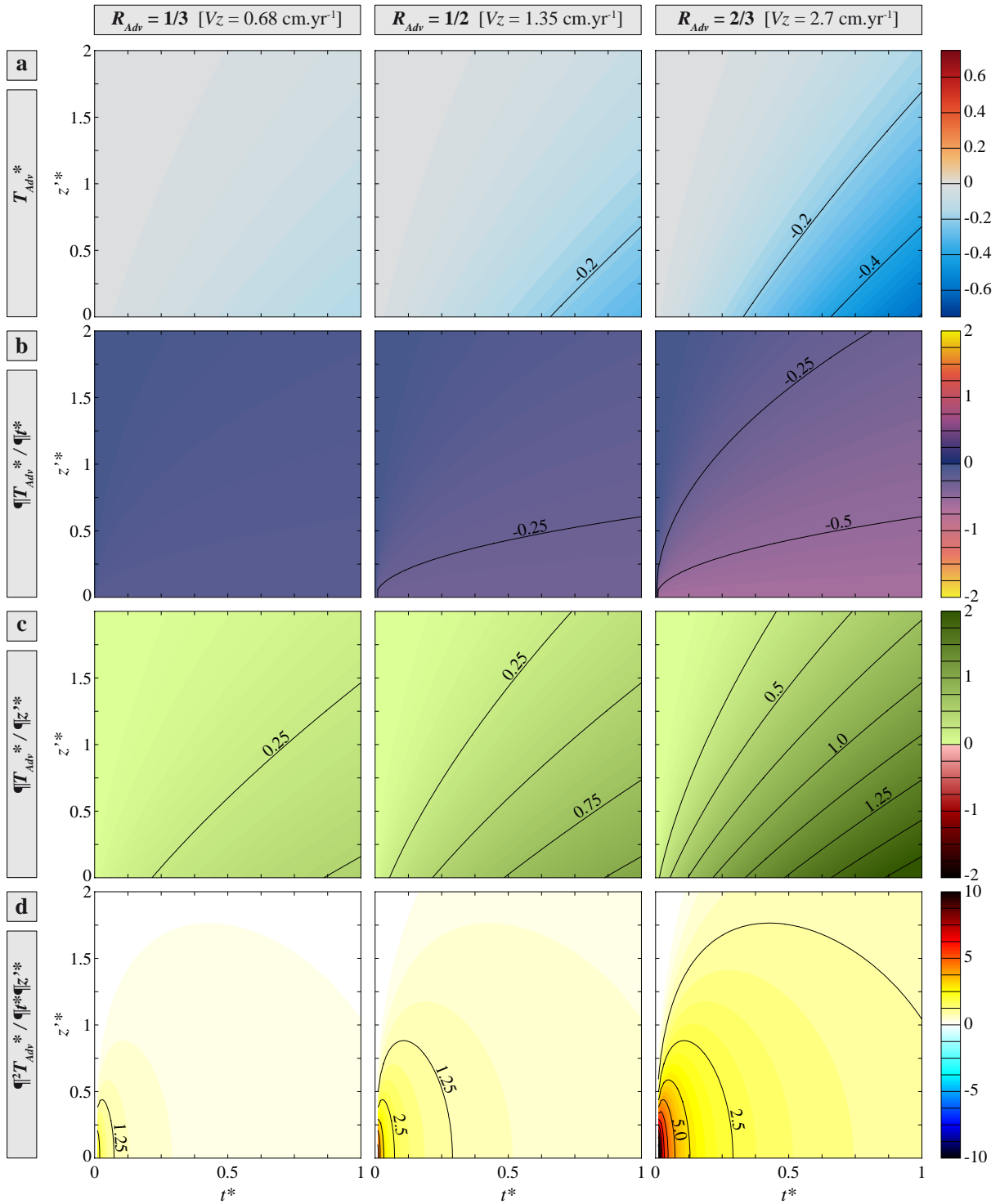


FIGURE 5.9 – Évolution de l'état thermique dans le bloc supérieur d'une zone de chevauchement lithosphérique sans shear heating à partir de la solution analytique pour trois combinaisons différentes des contributions thermiques : $R_{Adv} = 1/3$ (resp. $R_{Dif} = 2/3$, $R_{Adv} = R_{Dif} = 1/2$ et $R_{Adv} = 2/3$ (resp. $R_{Dif} = 1/3$). Ces différentes contributions sont définies par différentes valeurs de la composante verticale de la vitesse V_z , i.e. la vitesse d'enfouissement du bloc chevauché. k est fixée à $3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $h = 2.5 \text{ km}$. Pour une plus ample description, cf. suite de la légende page 128.

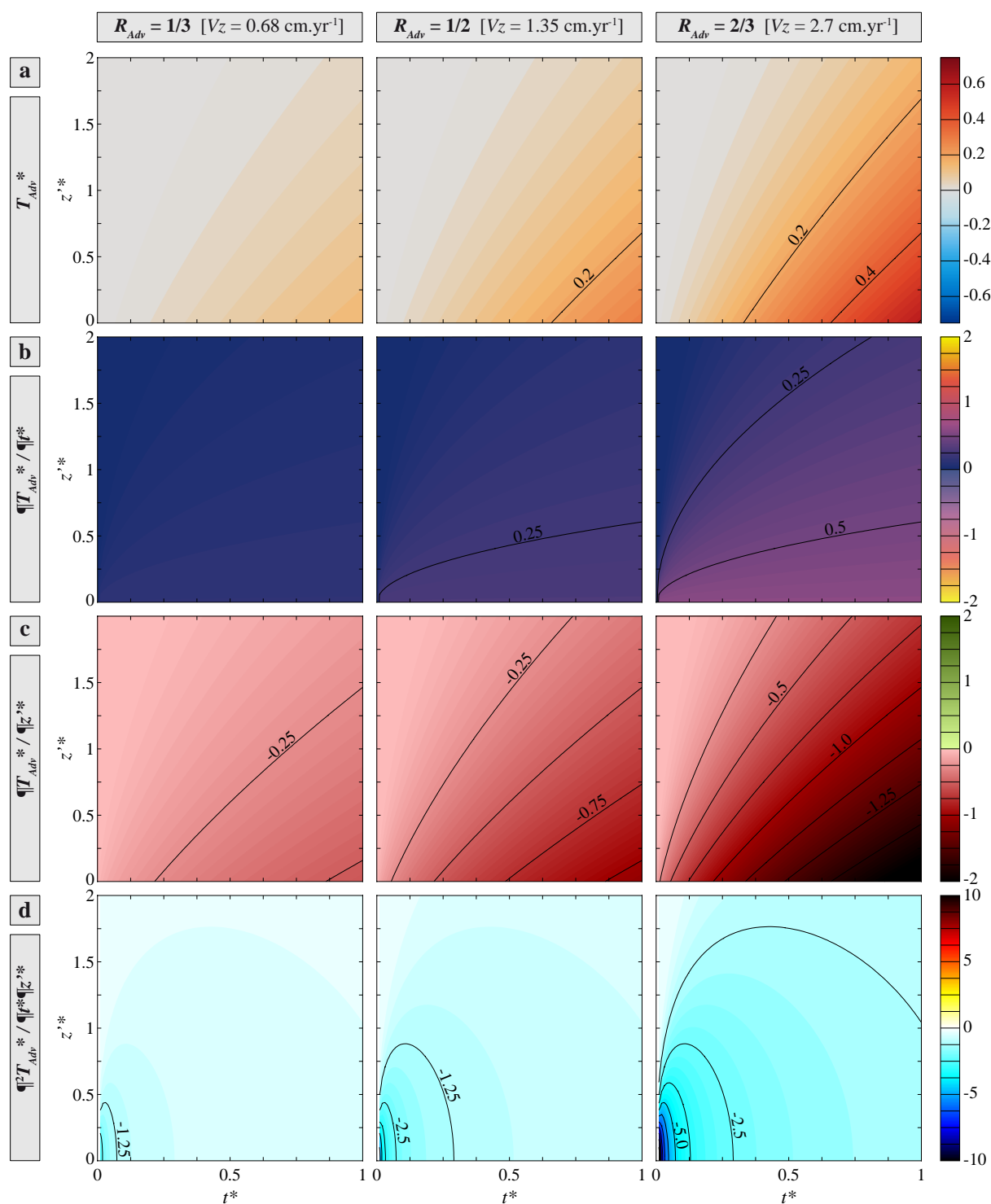


FIGURE 5.10 – Évolution de l'état thermique dans le bloc supérieur d'une zone de détachement lithosphérique sans shear heating à partir de la solution analytique pour trois combinaisons différentes des contributions thermiques : $R_{Adv} = 1/3$ (resp. $R_{Dif} = 2/3$, $R_{Adv} = R_{Dif} = 1/2$ et $R_{Adv} = 2/3$ (resp. $R_{Dif} = 1/3$). Ces différentes contributions sont définies par différentes valeurs de la composante verticale de la vitesse V_z , i.e. la vitesse d'exhumation du bloc inférieur. k est fixée à $3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $h = 2.5 \text{ km}$. Pour une plus ample description, cf. suite de la légende page 128.

la zone de cisaillement à profondeur donnée. Ainsi les résultats analytiques pour les zones de détachement (T_{Adv}) sont visuellement plus facilement comparables à celles des zones de décrochements (T_{Hs}). Le cas des zones de détachement est donc par la suite pris en exemple. De façon similaire, les descriptions peuvent alors être appliquées aux zones de chevauchement, par simple opposition de termes (*e.g.*, réchauffement \rightarrow refroidissement).

Aux abords d'une zone de détachement, le bloc supérieur se réchauffe progressivement par diffusion de la chaleur apportée par le bloc inférieur en exhumation (Fig. 5.10a). La vitesse de cette élévation thermique, $\partial T_{Adv}^* / \partial t^*$, est maximale et constante en $z' = 0$ (Eq. 5.17, Fig. 5.10b). À distance, le réchauffement s'accélère au cours du temps, mais tout en convergent vers la valeur constante $\partial T_{Adv}^* / \partial t^* (z' = 0, \forall t)$. La perturbation thermique y est donc également et évidemment plus marquée (Fig. 5.10c). La vitesse de perturbation thermique, $\partial^2 T_{Adv}^* / \partial t^* \partial z'^*$, est également toujours maximale au contact de la zone de cisaillement, mais décroît continuellement au cours du temps (Fig. 5.10d). À distance, comme pour la diffusion de la chaleur produite par shear heating (Fig. 5.6c), celle-ci augmente le temps que le premier décalage thermique engendré le long de la zone de cisaillement par advection se fasse ressentir par diffusion, *i.e.* $t_{dif}(z'^*)$. Après, la perturbation thermique s'intensifie toujours (Fig. 5.10c) mais de plus en plus lentement (Fig. 5.10d).

Lorsque la diffusion domine les processus thermiques aux 2/3, le champ de température éprouve une hausse maximale de l'ordre de quelques pourcents de la température initiale aux abords de la zone de cisaillement (Figs. 5.5b et 5.10a). Ce réchauffement induit du champ thermique autour de la zone de cisaillement reste néanmoins très faible (Fig. 5.10a), voire négligeable. La perturbation thermique, efficacement diffusée de part et d'autre de la zone de cisaillement, est également faible ($\partial T_{Adv}^* / \partial z'^*$ de l'ordre de quelques dizaines de pourcents du gradient géothermique vertical initial (Fig 5.10c)).

Lorsque l'advection commence à se faire de plus en plus importante, le réchauffement commence à être suffisamment important pour pouvoir être décelable (Fig. 5.10a). À contributions thermiques égales, *i.e.* $R_{Adv} = R_{Dif} = 50\%$, la perturbation thermique associée (Fig. 5.10c) témoigne de gradients latéraux augmentant progressivement et atteignant même plus de 100% en absolu du gradient géothermique initial au contact de la zone de cisaillement (soit $\sim 20^\circ C.km^{-1}$ dans le cas présent).

Sous la domination de l'advection sur la diffusion ($R_{Adv} > 50\%$), l'incrément thermique n'est plus négligeable. À $R_{Adv} = 2/3$, les températures peuvent alors être élevées de plus de 40% (Fig. 5.10a). La perturbation thermique latérale associée atteint rapidement au contact plus d'une fois en absolu la valeur du gradient géothermique initial (Fig. 5.10c, $t^* \approx 0.25$). Ce facteur ne cesse alors de grimper, quelle que soit la distance, si bien qu'au terme du temps $t^* = 1$, la perturbation thermique dépasse en intensité le gradient géothermique initial dans la bande d'épaisseur $z'^* = 1$.

Les rapports de contributions thermiques sont ici estimés sur la variabilité de la composante verticale de la vitesse, V_z , mais à k constante. Ainsi, pour le cas $R_{Adv} = 2/3$, cette vitesse $V_z = 2.7 cm.an^{-1}$ apparaît excessive vis-à-vis du contexte intra-continentale. Cependant, la conductivité thermique k peut sensiblement varier d'une lithologie à une autre (Turcotte et Schubert, 2002), et diminuer de plusieurs fois de par sa thermo-dépendance (*e.g.*, Clauser et

Huenges, 1995; Seipold, 1998; Zoth et Haenel, 1988). Un même rapport R_{Adv} , contrôlé par Pe qui est fonction de Vz/κ peut donc être atteint en multipliant la vitesse et la conductivité thermique par un même facteur, rendant alors le contexte cinématique plus réaliste tout en conservant une signification concrète du terme diffusif.

Le couplage des contributions thermiques prédites par le modèle d'analyse dimensionnelle avec la solution analytique relative à la diffusion de la perturbation thermique d'origine advective atteste du rôle important de la diffusion thermique lorsque les deux processus thermiques sont impliqués au même degré dans le budget thermique. Dans le domaine contrôlé par la diffusion, les abords de la zone de cisaillement n'accommodent qu'un très faible changement thermique, très difficilement décelable dans les enregistrements métamorphiques. Cela n'empêche cependant pas la perturbation thermique d'être assez importante au contact de la zone de cisaillement lorsque l'on se rapproche de configurations dominées par l'advection thermique. Cette anomalie thermique s'intensifie continuellement en se rapprochant de la zone de cisaillement, dans le temps, puis en considérant une part advective R_{Adv} de plus en plus dominante. L'intensité de la perturbation thermique, ainsi que les changements de température T_{Adv} respectifs peuvent dès lors atteindre des valeurs décelables parmi les calculs de pics thermiques de métamorphisme.

5.5.3 Shear heating *vs.* Advection *vs.* Diffusion

Il est ici proposé d'examiner les évolutions thermiques à proximité des zones de cisaillement impliquant les trois processus thermiques majeurs : la diffusion thermique, l'advection du champ de température, et le shear heating. Le shear heating étant un processus de réchauffement, il est proposé par la suite de considérer le refroidissement par advection afin de mieux comparer les deux tendances thermiques, *i.e.* une zone de chevauchement dont on étudie l'évolution thermique au toit.

Dans un premier temps, les contributions thermiques du shear heating et de l'advection seront considérées identiques, laissant la diffusion thermique tantôt dominer tantôt être mineure. Cette configuration permet d'examiner concrètement la façon dont le champ thermique réagit au duel équitable shear heating *vs.* advection. Dans un second temps, l'évolution thermique pour trois zones de chevauchement dominées respectivement par chacun des trois processus sera discutée.

5.5.3.1 Contributions identiques du shear heating et de l'advection

La question est ici de savoir comment évolue le champs thermique lorsque les deux processus thermiques perturbateurs du shear heating et de l'advection sont considérés à contributions égales. Autrement dit, comment s'organise la réponse à la rivalité entre production et advection thermiques, notamment lorsque leurs influences sont opposées (l'une menant à un réchauffement, l'autre à un refroidissement) et peuvent-elles par conséquent se neutraliser mutuellement ?

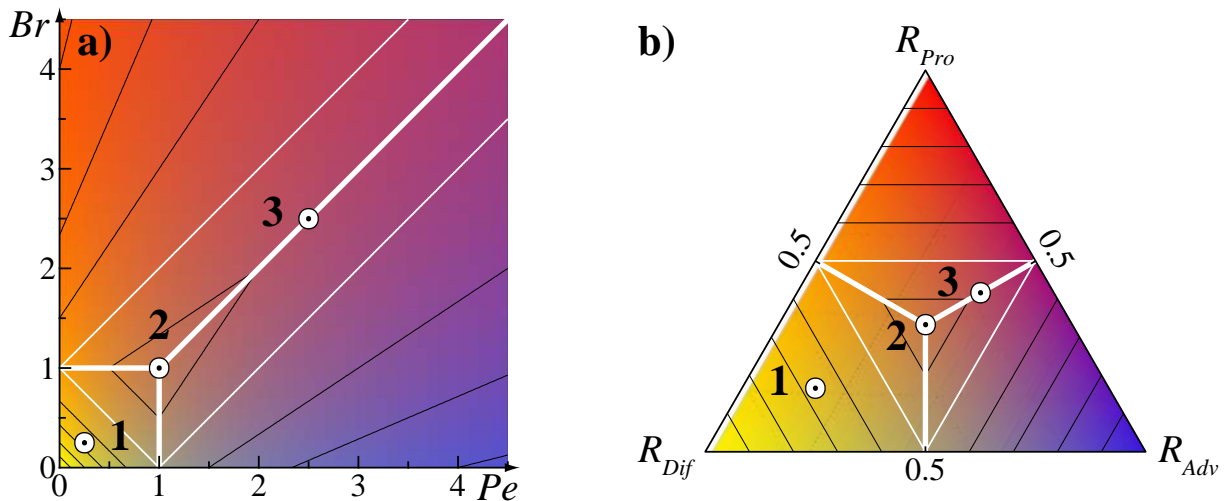


FIGURE 5.11 – Localisation des combinaisons de contributions thermiques utilisées pour le calcul des évolutions thermiques représentées dans la figure 5.12 :

1 : diffusion dominante, $[R_{Dif} = 2/3, R_{Adv} = R_{Pro} = 1/6]$, soit $[Pe = Br = 1/4]$;

2 : contributions identiques, $[R_{Dif} = R_{Adv} = R_{Pro} = 1/3]$, soit $[Pe = Br = 1]$;

3 : diffusion mineure, $[R_{Dif} = 1/6, R_{Adv} = R_{Pro} = 5/12]$, soit $[Pe = Br = 2.5]$;

a) Diagramme $[Pe, Br]$. b) Diagramme triangulaire $[R_{Dif}, R_{Adv}, R_{Pro}]$.

Afin d'évaluer le combat étroit entre shear heating et advection thermique sur l'évolution du champ de températures, les contributions relatives à ces deux processus sont définies à parts égales. Seule la contribution de la diffusion thermique diffère. Trois cas sont analysés (Fig. 5.11) :

- 1) la diffusion domine le budget thermique,
- 2) les trois contributions sont égales,
- 3) la diffusion est minoritaire par rapport aux deux autres processus.

La figure 5.12 illustre les caractéristiques de l'évolution thermique pour chacun de ces cas.

Les perturbations thermiques induites par shear heating et advection sont d'intensités similaires (Figs. 5.6c, 5.9c et 5.10c). Cependant, ces anomalies sont plus rapidement atteintes et stabilisées dans le cas du shear heating, alors que l'anomalie thermique s'intensifie progressivement au cours du temps et en se rapprochant de la zone de cisaillement (Figs. 5.6d, 5.9d et 5.10d). Lorsque les deux contributions thermiques sont appelées à parts égales, la perturbation thermique montre alors dans un premier temps la signature du shear heating, *i.e.* une diminution des températures en s'éloignant de la zone de cisaillement (Fig. 5.12a et c). Cette anomalie thermique diminue ensuite rapidement (Fig. 5.12d) et la perturbation s'inverse, passant sous domination de l'advection avec une augmentation des températures en fonction de la distance (Fig. 5.12a et c).

De fait, pour des anomalies thermiques maximales de même degré, *i.e.* à contributions thermiques de la diffusion R_{Dif} identiques, les changements thermiques induits par l'advection sont systématiquement légèrement moins marqués que pour le shear heating dans les premiers temps (Figs. 5.6a, 5.9a, 5.10a et 5.12a). En effet, l'évolution des températures est d'abord dominée par le shear heating, en témoignent le réchauffement relatif subi, quelque soit la part

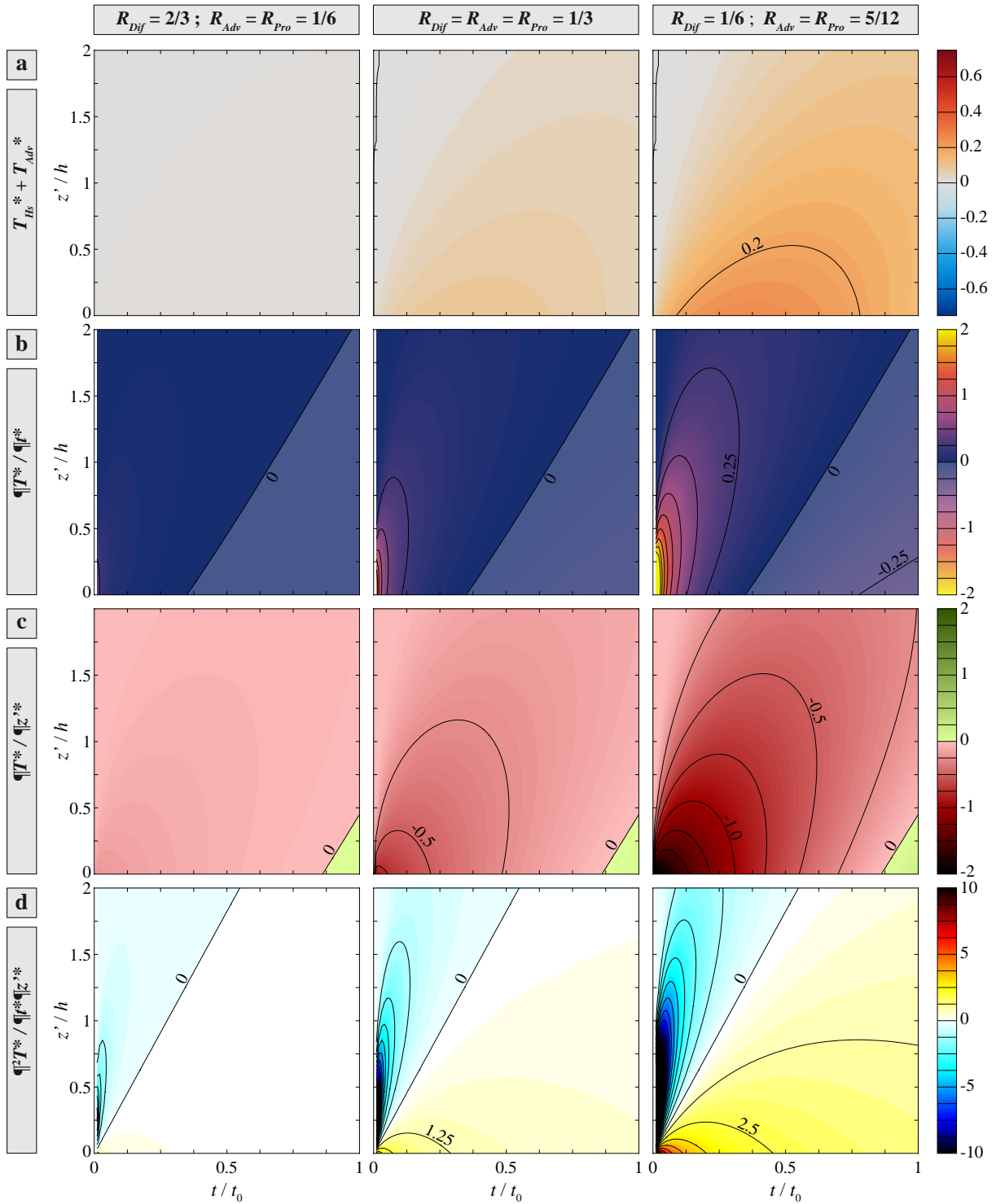


FIGURE 5.12 – Évolution de l'état thermique autour d'une zone de cisaillement lithosphérique à partir de la solution analytique pour trois combinaisons différentes des contributions thermiques, avec $R_{Adv} = R_{Pro}$. De gauche à droite, la contribution diffusive diminue d'un facteur 0.5 : $R_{Dif} = 2/3, 1/3$ et $1/6$, respectivement (Fig. 5.11). Pour une plus ample description, cf. suite de la légende page 128.

diffusive (Fig. 5.12a). Ces changements thermiques, positifs, entament ensuite une baisse irréversible (Fig. 5.12a) que traduit le passage de vitesses positives à négatives du changement thermique, $\partial T_{Hs}^* / \partial t^* = -\partial T_{Adv}^* / \partial t^*$ (Fig. 5.12b).

Le shear heating et l'advection thermique, dont les influences diffusées sont gouvernées par deux équations différentes, se neutralisent mutuellement sur le plan thermique ($T_{Hs}^* = -T_{Adv}^*$) ou sur le plan de la perturbation thermique ($\partial T_{Hs}^* / \partial z'^* = -\partial T_{Adv}^* / \partial z'^*$) pour certaines combinaisons propres de temps et d'espace (à z_f et h fixés, Fig. 5.12a et c). Le passage de la domination thermique par le shear heating à l'advection se visualise par le changement de signe des vitesses de variation thermique (Fig. 5.12b) et de perturbation thermique (Fig. 5.12d). Ce changement s'opère plus rapidement pour la perturbation thermique (Fig. 5.12d) que pour les changements thermiques (Fig. 5.12b). La neutralisation de l'augmentation thermique insufflée par le shear heating n'est cependant pas visible pour les gammes de temps et de distances relatifs ici considérées (Fig. 5.12a).

Les vitesses de changement thermique et de perturbation thermique par shear heating sont systématiquement plus intenses aux premiers temps du cisaillement puis décroissent fortement (Fig. 5.6b et d). Au contraire, l'impact de l'advection se fait beaucoup plus timide au début, mais s'intensifie régulièrement au cours du temps. L'influence du shear heating sur l'évolution thermique autour de la zone de cisaillement est donc un processus de relatif court terme alors que l'advection influe plus lentement mais se fait ressentir tout aussi significativement sur le long terme. Ces tendances sont d'autant plus marquées que la contribution diffusive est mineure. En effet, lorsque la diffusion domine (premier cas, Fig. 5.12a), l'évolution thermique atteste, de façon évidente, de variations très faibles dans le temps et l'espace. Les courbes désignant le passage de la domination du shear heating sur celle de l'advection sont identiques (Fig. 5.12), quelle que soit la part de la diffusion, ceci étant lié au rapport constant Br/Pe .

5.5.3.2 Sous le contrôle de chacun des processus thermiques

Il est ici proposé de s'intéresser aux trois champs de domination thermique, *i.e.* celle de la diffusion, de l'advection et de la production thermiques, tout en considérant l'ensemble des processus thermiques. Pour cela, trois tests sont réalisés, chacun correspondant à la domination d'un processus thermique par une contribution de 2/3. Les deux autres contributions thermiques sont définies égales à 1/6. La figure 5.13 illustre ces trois combinaisons de contributions thermiques.

Le cas de la diffusion thermique dominante (à part égale de l'advection et du shear heating) est également illustré dans la première colonne de la figure 5.12. Les variations thermiques et la perturbation associée sont très faibles, avant-tout dominées par le shear heating (*cf.* section précédente). Au terme du temps t^* , les deux caractéristiques thermiques n'évoluent quasiment plus (Figs. 5.12a et c, et 5.14a et c), ceci se traduisant par des vitesses thermiques proches de 0 (Figs. 5.12b et d, et 5.14b et d).

Lorsque l'advection thermique domine le budget thermique, le comportement thermique signe en tout premier lieu l'influence du shear heating, bien que celui-ci soit nettement moins important. Durant ce relatif court laps de temps, le champ thermique et le gradient latéral as-

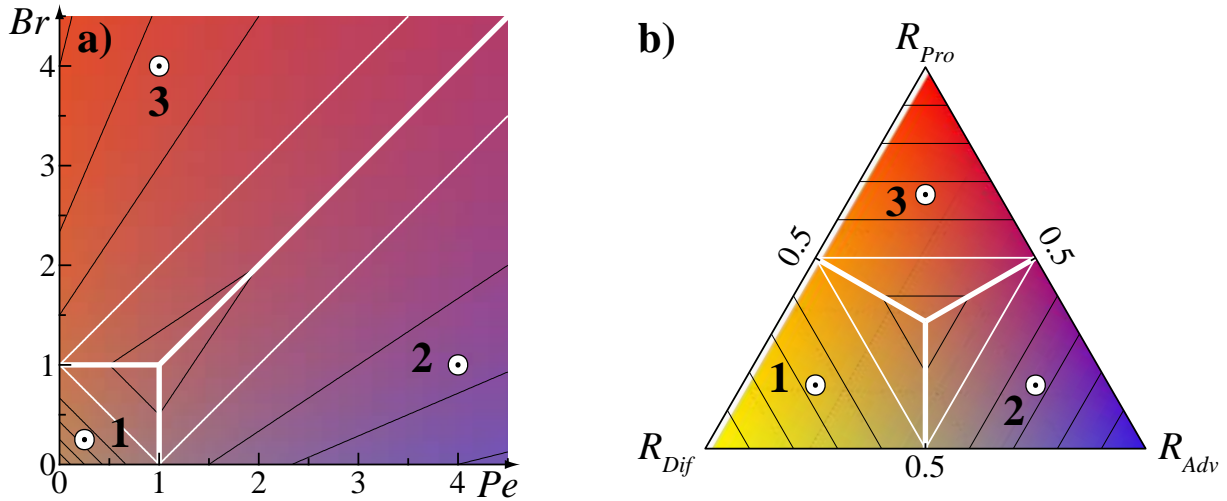


FIGURE 5.13 – Localisation des combinaisons de contributions thermiques utilisées pour le calcul des évolutions thermiques représentées dans la figure 5.14 :

- 1 : diffusion dominante, $[R_{Dif} = 2/3, R_{Adv} = R_{Pro} = 1/6]$, soit $[Pe = Br = 1/4]$;
 2 : advection dominante, $[R_{Adv} = 2/3, R_{Dif} = R_{Pro} = 1/6]$, soit $[Pe = 4, Br = 1]$;
 2 : shear heating dominant, $[R_{Pro} = 2/3, R_{Dif} = R_{Adv} = 1/6]$, soit $[Pe = 1, Br = 4]$;
 a) Diagramme $[Pe, Br]$. b) Diagramme triangulaire $[R_{Dif}, R_{Adv}, R_{Pro}]$.

socié enregistrent des influences néanmoins très faibles, voire négligeables. Cet effet précurseur laisse rapidement place à l'influence de la perturbation advective. Celle-ci est plus marquée que dans le cas simple où le shear heating n'est pas considéré, à R_{Adv} identiques (cf. Figs. 5.9 et 5.10), en raison d'une contribution deux fois moins importante de la diffusion thermique.

Enfin, dans le cas où le shear heating domine, l'évolution du champs thermique et de la perturbation associée témoignent de son importante influence tout au long du cisaillement. En effet, l'advection est ici bien trop peu influente pour pouvoir affecter tardivement la signature thermique de façon significative comme elle peut le faire à contributions R_{Pro} et R_{Adv} égales (Fig. 5.12).

Dans les deux derniers cas (R_{Pro} et R_{Adv} majeurs), les perturbations thermiques au niveau de la zone de cisaillement sont conséquentes. La composante diffusive bien que relativement très mineure, permet la pénétration de ces forts écarts thermiques au sein des deux blocs en contact. Néanmoins, l'influence de l'advection dominante (Fig. 5.14, deuxième colonne) apparaît excessive en contexte intra-continentale où les nombres de Peclet Pe atteignent rarement une aussi grande valeur, en l'occurrence 4 (Figs. 4.1 et 5.13), mais se cantonnent plutôt à des valeurs comprises entre 0 et 2. Cependant, lorsque l'on s'intéresse à des contextes géodynamiques plus larges, les vitesses de déplacements relatifs entre plaques peuvent être deux fois plus élevées, impliquant alors des nombres de Peclet Pe plus élevés. Cette forte influence de l'advection thermique trouve notamment justification dans la thermique des zones de subduction océanique dans lesquelles le shear heating pourrait néanmoins également jouer un rôle non-négligeable. En effet, certains auteurs y font notamment appel pour expliquer le réchauffement du slab et le passage local du liquidus ou la présence de remontées magmatiques d'arrière-arc (e.g., Hsui et Toksöz, 1979; Peacock, 1992, 1996; Peacock *et al.*, 1994), mais son implication est discutable (Andrews et Sleep, 1974). D'autres processus peuvent en effet y avoir

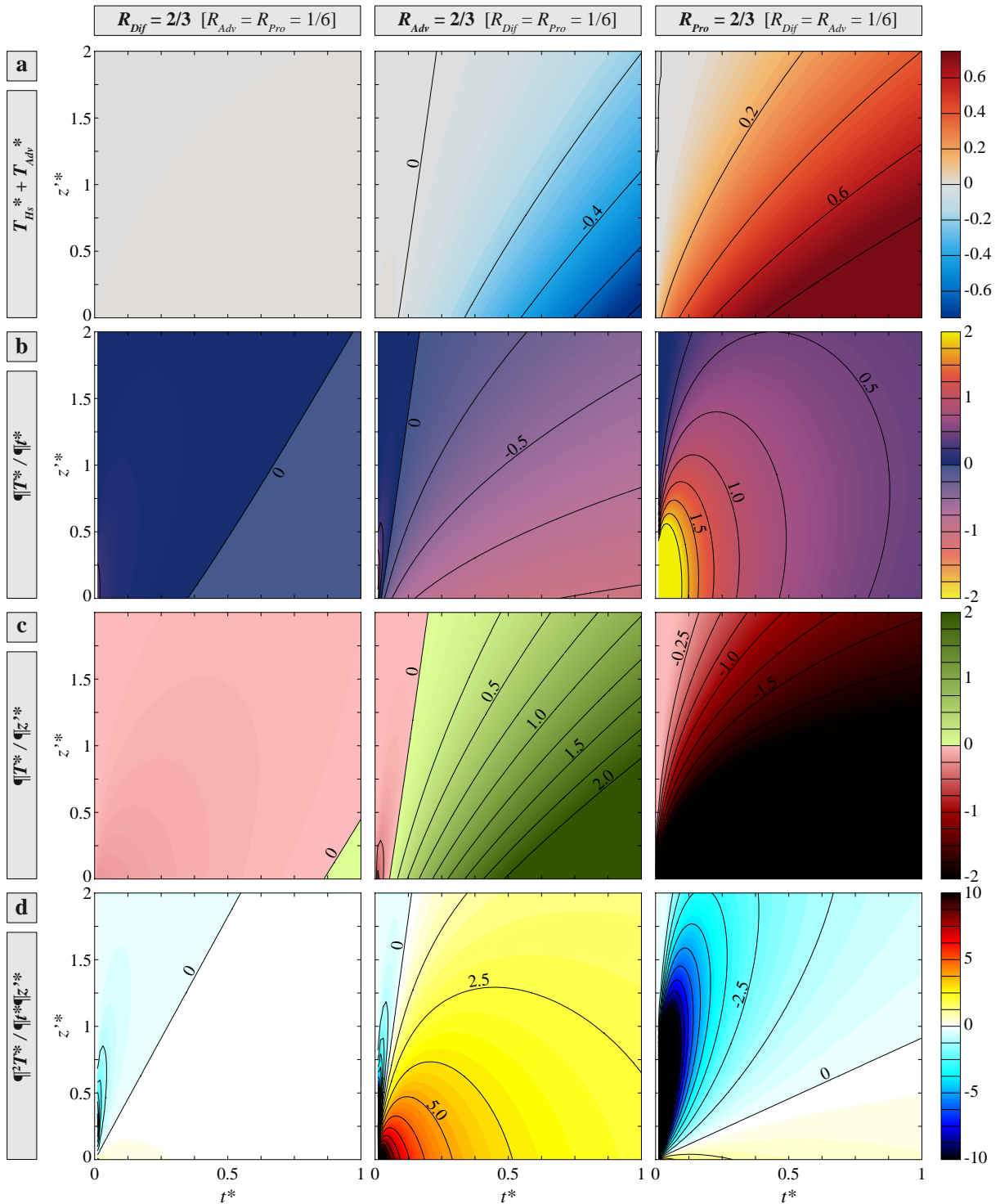


FIGURE 5.14 – Évolution de l'état thermique autour d'une zone de cisaillement lithosphérique à partir de la solution analytique pour trois combinaisons différentes des contributions thermiques. Chacune de ces combinaisons définit la domination d'un processus thermique par rapport aux deux autres à hauteur d'une contribution de 2/3 (Fig. 5.13). Les deux contributions mineures sont identiques, i.e. 1/6. De gauche à droite, le processus thermique dominant est : la diffusion, l'advection et le shear heating. Pour une plus ample description, cf. suite de la légende page 128.

des répercussions au même titre que le shear heating : la libération et circulation ascendante de fluides chauds (*e.g.*, Peacock, 1987b; Rüpke *et al.*, 2004) ou la remontée de matériel asthénosphérique faiblement visqueux en arrière du panneau plongeant (*e.g.*, Conder *et al.*, 2002).

5.6 Bilan de l'approche analytique du budget thermique autour des zones de cisaillement

Dans l'ensemble des chapitres 3 (page 43), 4 (page 89) et 5 (page 109), le budget, l'évolution et la signature thermiques viennent d'être exploités par voie analytique. Un modèle d'analyse dimensionnelle de premier ordre quantifiant pour la première fois les contributions relatives des trois processus majeurs (diffusion thermique, advection thermique et shear heating) pour tout type de zone de cisaillement lithosphérique a tout d'abord été présenté (article 2). Par le biais de modèles numériques thermo-cinématiques 2-D, ces prédictions ont pu être validées au regard de l'impact spécifique de la domination de chacun des trois processus sur l'évolution thermique dans et autour de la zone de cisaillement (article 2). Ces signatures thermiques instantanées au cours du temps peuvent également être converties en signatures métamorphiques — à savoir la détermination du champ des pics de température atteints dans l'ensemble du domaine modélisé (section 3.4). Ainsi, pour chaque combinaison de contributions thermiques, une signature type de premier ordre est reconnaissable tant sur le plan des températures instantanées (Fig. 3.6) que sur celui des températures métamorphiques (Fig. 3.7).

Le modèle analytique reste de premier ordre en ne considérant que les processus thermiques majeurs dans leurs ordres de grandeur propres à chaque contexte de zone de cisaillement unique. Il ne peut ainsi pas prendre en compte les signatures thermiques de plusieurs zones de cisaillement synchrones (*e.g.*, couloir de déformation) ou diachrones (*e.g.*, processus d'accrétion en context compressif), mais peut s'avérer être un outil pratique pour l'analyse thermique aux abords de la zone déformée (à une distance similaire à l'épaisseur de la zone cisillée). Notamment, la signature thermique (métamorphique ou non) peut être repérée unilatéralement — *i.e.* dans un seul des deux blocs en contact — et permet ainsi d'analyser le budget thermique dans le domaine ayant subi le moins de perturbations thermiques issues de processus non-considérés par le modèle analytique.

Afin d'illustrer l'applicabilité du modèle d'analyse dimensionnelle, l'inversion métamorphique associée au Main Central Thrust (MCT, Himalaya) — signée par une inversion des pics de température — a été considérée comme cas d'étude. Les caractéristiques thermiques de premier ordre ont été considérées (gamme des pics de température au sein du chevauchement et du gradient thermique structural). Le métamorphisme inverse du bloc supérieur interprété comme résultant de l'effet combiné de l'accrétion et de l'érosion (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Herman *et al.*, 2010; Huerta *et al.*, 1998, 1999) ou de l'érosion localisée seule (modèle du "channel-flow" : Beaumont *et al.*, 2001, 2004; Jamieson *et al.*, 2004) a été écarté de l'étude. Au contraire la zonation métamorphique inverse du bloc inférieur est synchrone du cisaillement compressif (*e.g.*, Célérier *et al.*, 2009a; Pecher, 1989). À partir des données de terrain, une série de modèles numériques automatisés utilisant des combinaisons paramétriques aléatoires a été exécutée (code développé au cours de l'étude synthétisée dans l'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013)). Les résultats des simulations numériques (pics de température atteint au cours du

temps) ont été mis en parallèle avec les prédictions du modèle analytique. Ils permettent d'expliquer l'inversion métamorphique prograde du bloc inférieur et les pics élevés de température au cœur du dernier chevauchement de la zone du MCT (Célérier *et al.*, 2009b; Harrison *et al.*, 1997) par l'influence dominante du shear heating sur celle de l'advection et de la diffusion (*e.g.*, Arita, 1983; England *et al.*, 1992; Harrison *et al.*, 1998). Les gammes de reproductibilité suivent les tendances décrites par le nombre de Brinkman ($Br > 3$) qui établit le rapport entre la chaleur dissipée par shear heating et la diffusion. Cela concorde avec un combat essentiellement dominé par ces deux processus thermiques. La quantité de chaleur produite par shear heating requiert d'importantes contraintes cisailantes ($> 200 \text{ MPa}$) qui demeurent néanmoins réalistes (*e.g.*, England et Molnar, 1993; Scholz, 1980).

Notre étude révèle simplement que des signatures thermiques de premier ordre peuvent être reproduites sur la base de modèles numériques simples utilisant des paramètres dont les valeurs sont sélectionnées sur des gammes de valeurs réalistes. Les résultats démontrent ainsi la possible importance du shear heating dans l'évolution thermique des zones de cisaillement et la signature métamorphique qui en découle, sans nécessairement y voir une preuve irréfutable que le shear heating a contrôlé l'inversion métamorphique particulière associée au MCT.

Chacun des paramètres impliqués en entrée du modèle d'analyse dimensionnelle a une influence propre sur l'intensité de chaque processus et, par conséquent, sur les rapports entre contributions des processus au budget thermique (Eqs. 9 à 11 de l'article 2). L'analyse statistique de sensibilité globale de Sobol, qui fait l'objet du chapitre 4 (page 89), révèle ainsi l'impact primordial de la moitié des paramètres d'entrée sur les contributions thermiques en sortie (Tab. 4.2, page 104) : la viscosité effective η de la zone de cisaillement, la vitesse V de déplacement relatif entre les deux blocs en contact, l'épaisseur h cisailée, le pendage θ de la zone de cisaillement, le pitch ψ de la déformation dans le plan de cisaillement, et la conductivité thermique k des roches impliquées dans et autour de la zone de cisaillement.

Des nombres sans dimension — nombre de Peclet Pe quantifiant le rapport de l'advection sur la diffusion, et le nombre de Brinkman Br quantifiant le rapport de la chaleur dissipée d'origine visqueuse sur la diffusion thermique — permettent de mettre en relation deux à deux l'ensemble des trois processus thermiques majeurs considérés. Ces deux nombres sont par ailleurs à la base de la définition des trois contributions relatives sans dimension des processus thermiques au budget thermique. Dans le présent chapitre, les perturbations thermiques dues au shear heating et à l'advection, diffusées, ont été quantifiées à partir de solutions analytiques pré-établies sur la base d'une schématisation du contexte de la zone de cisaillement et des nombres sans dimension Pe et Br . L'addition des deux perturbations induites dans les deux blocs voisins de la zone de cisaillement montre qu'à parts égales et à court terme, l'influence du shear heating est plus marquée que celle de l'advection thermique (section 5.5.3.1, page 136). À plus long terme, la tendance thermique s'inverse pour être prédominée par l'advection (Fig. 5.12, page 138). Dans un diagramme temps - distance à la zone de cisaillement [t^* , z'^*], ce passage de domination sur le champ thermique dérivé dans ces deux dimensions (*i.e.* perturbation totale : temporelle et spatiale) se fait instantanément au contact de la zone de cisaillement, puis progressivement à mesure que l'on s'en éloigne (Fig. 5.12d). Cette domination tardive (relative à t^*) de l'advection sur le shear heating (à contributions égales) justifie le refroidissement (advection) dominant d'une zone de chevauchement modélisée sur le long terme (Fig. 3.6a①,④),

également traduit par la signature métamorphique (Fig. 3.7a①,④). L'observation de températures relativement élevées dans une zone de chevauchement, atteintes syn-cinématiquement, nécessite alors un shear heating dominant sur l'advection. La diffusion quant à elle permet l'amointrissement de la perturbation thermique spatiale ($\partial T/\partial z'$), quelle que soit son origine. L'observation de gradients thermiques anormaux (métamorphiques ou non) au sein des deux blocs en contact implique donc que la diffusion thermique ne joue qu'un rôle mineur par rapport à, au moins, un processus perturbateur. Cela concorde parfaitement avec les conclusions relatives au budget thermique de premier ordre du MCT ($T_{peak_{MCT}} = 525 - 725^\circ\text{C}$ et $\partial T_{peak}/\partial z'_{LHS,MCT} = -20$ à $-100^\circ\text{C.km}^{-1}$, Fig. 3.9a) où la contribution du shear heating doit atteindre 70 à 80% avec Br de l'ordre de 3 à 5 (dans la configuration de notre modèle).

En définitive, l'ensemble de l'étude développée dans les chapitres 3 à 5 présente la cohérence globale de l'approche pluri-disciplinaire et complète de premier ordre du budget thermique des zones de cisaillement lithosphériques.

Le modèle d'analyse dimensionnelle (article 2, Duprat-Oualid *et al.*, 2015, chapitre 3, page 43) quantifie la contribution des trois processus thermiques majeurs actant sur une unique zone de cisaillement. Les solutions analytiques développées précédemment permettent de relier concrètement leurs influences respectives sur l'évolution du champ thermique dans le temps et l'espace. Elles valident ainsi le modèle d'analyse dimensionnelle et permettent de caractériser le développement d'une perturbation thermique particulière. Elles assurent également l'appréciation précise du combat entre deux processus perturbateurs aux influences thermiques opposées (ici le refroidissement induit par l'advection *vs.* le réchauffement induit par le shear heating).

Ces constatations sont vérifiables par le biais de simulations numériques thermo-cinématiques où chaque paramètre (et donc chaque processus) est contrôlé. Les modèles numériques intègrent le contexte complet de la zone de cisaillement (cinématique, rhéologie, géométrie et thermique initiale) et les conditions thermiques limites (*e.g.*, température fixe en surface, flux mantellique constant à la base de la lithosphère). Ils permettent de calculer à la fois l'évolution globale du champ de la température instantanée, mais également les signatures métamorphiques particulières liées aux conditions thermiques atteintes. Les pics de température sont ici pris comme référence, mais d'autres témoins thermiques peuvent également être considérés. Ainsi le passage d'un isotherme particulier, en réchauffement ou en refroidissement, peut être relié aux données pétrométamorphiques et thermochronologiques par exemple.

En se limitant au fonctionnement d'une unique zone de cisaillement dans le temps, l'ensemble de l'approche analytico-numérique permet de décoder les signatures thermiques de terrain (*e.g.*, métamorphisme), résumées à leurs caractéristiques de premier ordre. La balance des processus thermiques agissant lors du cisaillement est ainsi quantifiable, et leur relative influence permet de révéler l'importance cruciale de certains d'entre eux dans des contextes particuliers. L'application inverse à la zonation thermique du métamorphisme caractérisant le MCT (Himalaya) révèle le rôle majeur que peut assurer le shear heating dans les zones de convergence intra-continentales.

5.7 Rôle de l'accrétion et de l'érosion au cours du cisaillement : vers une étude paramétrique globale

L'impact de premier ordre de chacun des processus thermiques au cours de l'activité de toute zone de cisaillement est désormais quantifiable grâce à notre approche pluri-disciplinaire analytique et numérique. L'accrétion et l'érosion, bien que non-impliquées directement dans l'évolution du budget thermique d'une zone de chevauchement, peuvent néanmoins affecter notablement les signatures thermiques métamorphiques par un transfert de matière (*i.e.* un transfert thermique) transversal à la zone de cisaillement d'une part, et par une redistribution du champ cinématique de part et d'autre de la zone de cisaillement d'autre part. Dans le chapitre suivant, je propose donc d'évaluer l'impact de l'accrétion et celui de l'érosion au regard de l'impact de l'ensemble des autres processus (et paramètres appelés) déjà étudiés. En particulier, la question de la sensibilité de la signature thermique — métamorphique notamment — autour de la zone de chevauchement à l'ensemble **accrétion + érosion vs. shear heating** est d'intérêt primordial puisque ces deux processus sont à la base des différentes écoles de pensées sur l'inversion métamorphique depuis de nombreuses années (*e.g.*, Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Kidder *et al.*, 2013).

La question n'est non pas de savoir si l'accrétion, l'érosion ou le shear heating sont à l'origine de ces marques métamorphiques particulières, mais bien de **quantifier de manière générale l'impact de ces différents processus** (et paramètres appelés) sur la variabilité des signatures thermiques autour des grandes zones de cisaillement. Puisque l'érosion et l'accrétion ne sont pas pris en compte dans la solution analytique, l'étude ne peut être réalisée que par le biais d'une étude paramétrique sur la base de simulations numériques. L'exemple de l'inversion métamorphique intra-continentale associée au MCT est de nouveau considérée comme cas comparatif.

Chapitre 6

**Processus thermiques, Accrétion et
Érosion :**

**Étude paramétrique appliquée à
l'inversion métamorphique
intra-continentale associée au MCT
(Main Central Thrust, Himalaya)**

Sommaire

6.1	Introduction	149
6.2	Répartition des pics de température aux abords du MCT	150
6.2.1	Modèle synthétique d'évolution des pics de températures autour du MCT	153
6.2.2	Fonctions d'approximation des signatures thermiques métamorphiques et dérivées à la distance structurale	155
6.3	Processus thermiques, accréation et érosion : confrontation des modèles numériques aux profils thermiques métamorphiques du MCT	157
6.3.1	Paramètres examinés	157
6.3.2	Outil comparatif des enregistrements thermiques numériques et de terrain	158
6.3.3	Résultats de la confrontation des modèles numériques au métamorphisme inverse associé au MCT	159
6.3.4	Quantification de la sensibilité des signatures et perturbations thermiques métamorphiques	162
6.4	Conclusions et perspectives de l'étude	165

6.1 Introduction

L'évolution thermique autour des zones de cisaillement majeures fait appel à de nombreux processus agissant simultanément au cours de la déformation. Quelque soit la zone de cisaillement, les trois processus thermiques majeurs (diffusion, advection, shear heating) sont systématiquement impliqués dans le contrôle de cette évolution thermique (article 2 : Duprat-Oualid *et al.*, 2015, chapitre 3, page 43). Leurs degrés d'implication liés à la variabilité des paramètres qui les contrôlent ont été quantifiés par l'analyse statistique de sensibilité globale décrite dans le chapitre 4 (page 89). Enfin, leurs influences propres sur l'évolution thermique et la signature métamorphique (pics de température) autour des zones de cisaillement ont été examinées par le biais de modèles numériques (chapitre 3 ; page 43) ainsi qu'au travers de développements analytiques adimensionnés (chapitre 5 ; page 109).

D'autres facteurs peuvent également affecter l'enveloppe thermique des zones de cisaillement en fonction de leur contexte général. Dans le cadre des zones de chevauchement, l'**accrétion** et l'**érosion** peuvent également jouer un rôle majeur sur les signatures thermiques (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Huerta *et al.*, 1998, 1999; Jamieson *et al.*, 2004; Royden, 1993). L'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2 ; page 15) s'est appliqué à évaluer les impacts des paramètres impliqués dans les trois processus thermiques majeurs, ainsi que de l'accrétion et de l'érosion sur l'**évolution du champs thermique instantané** autour des zones de chevauchement intra-continentales majeures. Les résultats, mis en parallèle des signatures métamorphiques inverses comme reflets d'états thermiques instantanés, ont permis de démontrer le rôle prépondérant de la viscosité de la zone déformée — et par conséquent du shear heating — sur celui de l'accrétion et de l'érosion.

Cependant, les signatures métamorphiques ne traduisent généralement pas des pics de température synchrones d'un bloc à l'autre, y compris au sein de la zone de cisaillement elle-même. Le cas du métamorphisme inverse associé au MCT (Himalaya) en est une illustration (*cf.* la section "Introduction and state of art" de l'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2, page 15) et la synthèse de la section 3.5.1, page 73 ; *e.g.*, Catlos *et al.*, 2001; Daniel *et al.*, 2003; Guillot, 1999).

Dans ce cas d'étude, il a été précédemment prouvé que la production de chaleur par shear heating pouvait constituer une contribution dominante du budget thermique au regard de la signature métamorphique prograde du bloc inférieur (LHS ; section 3.5, page 73). Cette inversion peut être reliée au dernier épisode de cisaillement reconnu dans la zone du MCT au Mio-Pliocène (*e.g.*, Catlos *et al.*, 1999; Copeland *et al.*, 1991; Harrison *et al.*, 1997). Au contraire, l'inversion métamorphique observée à la base du bloc supérieur (GHS ; Figs. 3.8b et 6.1) est plus problématique car elle doit intégrer l'influence de la possible perturbation thermique induite par l'accrétion et/ou l'érosion (*e.g.*, Huerta *et al.*, 1998, 1999; Jamieson *et al.*, 2004; Royden, 1993). Par ailleurs, les données géochronologiques attestent nettement d'un diachronisme du métamorphisme entre la LHS et la GHS, les âges étant plus vieux au travers de cette dernière. Cela est ainsi en désaccord avec une domination majeure du shear heating sur le budget thermique qui induirait des pics de température synchrones dans l'ensemble du système du MCT comme en attestent les illustrations numériques à $R_{Pro} = 2/3$ (Figs. 3.6Ⓞ et 3.7Ⓞ, pages 68 et 70, respectivement).

Dans ce chapitre, je propose donc d'intégrer l'ensemble des données thermiques du métamorphisme inverse intra-continentale Himalayenne et d'évaluer précisément dans quelle mesure les **processus thermiques**, ainsi que l'**accrétion** et l'**érosion** peuvent concrètement contrôler le profil des pics de température observables. Il s'agit là d'une *étude préliminaire* qui ne vise pas à reproduire le métamorphisme inverse Himalayenne, mais qui aspire à **inventorier les paramètres cruciaux** au contrôle de son établissement au travers du système chevauchant. De façon plus générale, l'objectif est de quantifier, de manière objective, l'impact lié à l'accrétion et l'érosion sur l'établissement d'une inversion métamorphique, au regard de celui du shear heating.

Le problème y est abordé par le biais de modèles numériques intégrant l'ensemble des processus ci-dessus évoqués. Les signatures thermiques métamorphiques, *i.e.* les pics de température atteints par chaque particule du modèle, sont extraites du modèle numérique. Afin de les comparer aux données thermiques métamorphiques, une extrapolation continue de ces données de terrain ou une interpolation des sorties du modèle aux localisations spécifiques à chaque donnée est nécessaire. Parce-que les données montrent des tendances claires de la répartition des pics de température au travers du système du MCT, la première option est choisie.

6.2 Répartition des pics de température aux abords du MCT

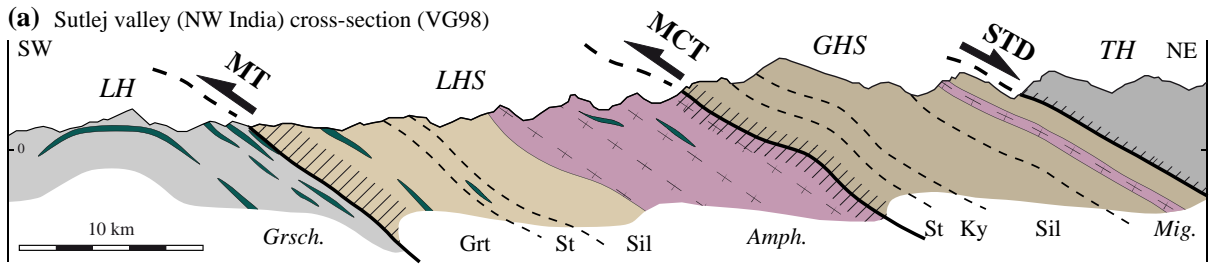
Le métamorphisme inverse associé au MCT est observable le long de l'ensemble de la chaîne Himalayenne. Il présente une signature thermique métamorphique longitudinale relativement constante comme en atteste la compilation de données présentée dans la figure 6.1b (*à droite*). Cette tendance thermique commune bien établie est d'autant plus remarquable que la description des contacts structuraux associés est très variable d'une coupe à l'autre. Les chevauchements et, localement, les détachements secondaires peuvent en outre être localisés et cinématiquement interprétés différemment le long d'une même coupe selon l'étude considérée (*e.g.*, profil de l'*Annapurna* Fig. 6.1b, troisième coupe : Martin *et al.* (2010) *vs.* Corrie et Kohn (2011)). Les données barométriques sont ici fournies à titre complémentaire, mais ne font pas l'objet de la présente étude où l'on s'intéresse uniquement à l'enveloppe thermique métamorphique du chevauchement majeur, *i.e.* le MCT. On notera tout de même que les pressions affichées suivent des tendances beaucoup moins bien marquées, avec des conditions généralement moins élevées dans la LHS au mur que dans la GHS au toit (Fig. 6.1b, *à gauche*).

Les températures métamorphiques de la LHS à une distance structurale $z' > \sim 2 \text{ km}$ sous le MCT sont relativement homogènes de l'ordre de ~ 400 à $\sim 550^\circ\text{C}$ le long de chaque coupe — à l'exception de la coupe la plus occidentale (profil le long de la vallée de *Sutlej*; Vannay et Gramann (1998); Vannay *et al.* (1999)) où les températures calculées dans la LHS sont similaires à celles de la GHS (*i.e.* $> \sim 600^\circ\text{C}$). Dans le diagramme combinant les coupes de *Darondhi* et *Marsyangdi* (Fig. 6.1b, quatrième profil), ces estimations thermiques relativement homogènes s'étendent jusqu'à $z' = 10 \text{ km}$ (Catlos *et al.*, 2001). À partir de $z' = 3$ à 2 km du MCT, les températures commencent à augmenter progressivement pour atteindre $\sim 600^\circ\text{C}$ au niveau du chevauchement (grandeur commune à l'ensemble des profils thermiques). À la base de la

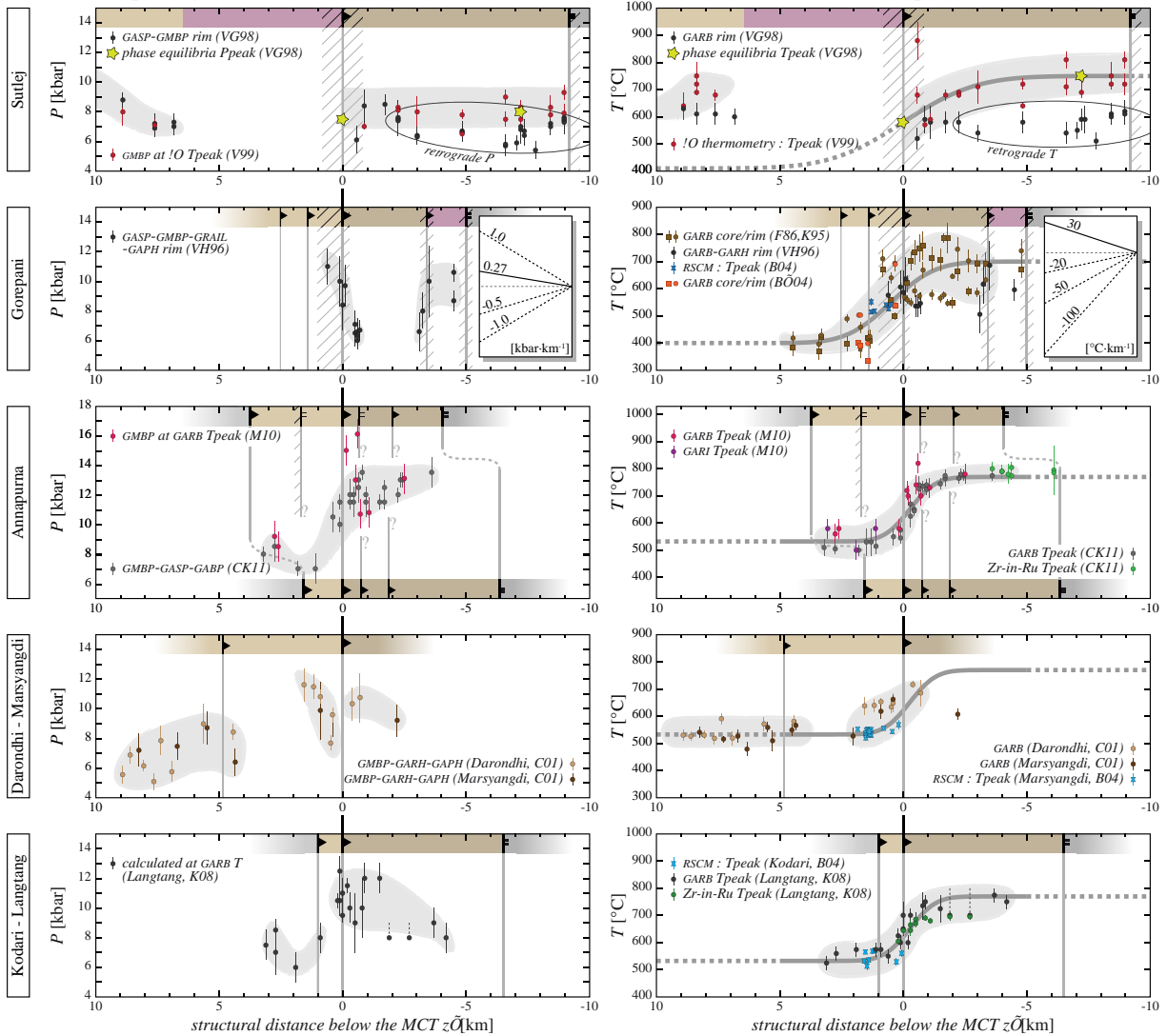
GHS, les températures augmentent encore sur une distance structurale de 2 à 3 km. Au-delà, les températures métamorphiques présentées se stabilisent autour de 700°C. L'augmentation des températures métamorphiques depuis les niveaux sommitaux de la LHS jusqu'à la base de la GHS est progressive (caractéristique du métamorphisme inverse) et est répartie de façon équitable de part et d'autre du MCT.

Les premières tendances qualitatives de l'évolution structurale des températures métamorphiques, englobant les barres d'erreur des données, sont représentées par de larges bandes grisées. L'ensemble des profils thermiques métamorphiques étant similaires, je propose de déterminer quantitativement une fonction simulant les pics de température en fonction de la distance z' au MCT.

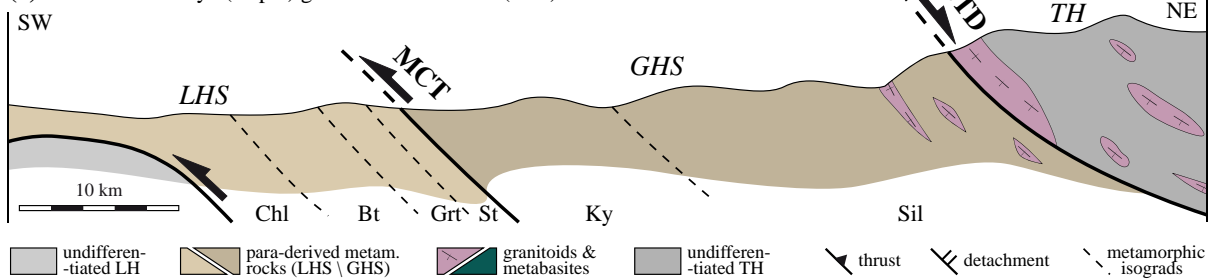
FIGURE 6.1 (following page) – Données structurales et thermobarométriques issues du système du MCT le long de la chaîne Himalayenne (pressions [à gauche] et températures [à droite]). a) Coupe le long de la vallée de Sutlej (nord-ouest de l'Inde, Himalaya occidentale), d'après Vannay et Grasemann (1998). b) Compilation de données thermo-barométriques le long de différentes coupes au travers du système du MCT le long de la chaîne Himalayenne. De haut en bas, la longitude des coupes augmente d'ouest (nord-ouest de l'Inde) en est (Népal) : vallée de Sutlej, Gorepani, Annapurna, Darondhi-Marsyangdi et Kodari-Langtang. Les valeurs sont tracées en fonction de leur distance structurale z' sous le MCT (LHS : $z' > 0$ et GHS : $z' < 0$). Le MCT est considéré et localisé en fonction des différentes références utilisées dans la littérature. Les délimitations des unités structurales majeures et les contacts décrits dans la littérature sont représentés en parallèle des données thermo-barométriques. Les tendances générales sont représentées par des aires gris clair en arrière-plan. Les fonctions d'approximation de la signature thermique (cf. section 6.2) sont représentées par les courbes épaisses gris clair : en trait continu sur la distance z' utilisée pour l'approximation, et en trait pointillé pour les températures extrapolées. Pour comparaison, des gradients normaux et inverses, i.e. positifs et négatifs respectivement, sont représentés dans les encadrés à droite des diagrammes P-T de la coupe de Gorepani (deuxième coupe). Les lignes continues représentent les gradients géothermiques et de pression normaux, supposant une densité de 2800 kg.m⁻³. Abréviations des assemblages minéralogiques utilisés comme baromètres : GASP grenat-aluminosilicate-quartz-plagioclase, GMBP grenat-muscovite-biotite-plagioclase, GABP grenat-biotite-quartz-plagioclase, GRAIL grenat-rutile-aluminosilicate-ilmenite, GARH grenat-hornblende, GAPH grenat-plagioclase-hornblende. Abréviations des assemblages minéralogiques utilisés comme thermomètres : GARB grenat-biotite (Fe-Mg), GARI grenat-ilmenite (Fe-Mn). RSCM réfère à la méthode par "Raman Spectroscopy of Carbonaceous Material". c) Coupe générale au travers de l'Himalaya central (Népal), modifiée d'après Harrison et al. (1999). Les couleurs et symboles structuraux utilisés dans a), b) et c) sont légendés au pied de la figure. Les zones hâchurées correspondent à de larges zones de cisaillement telles que décrites dans les articles de référence. Unités tectoniques : LH Lesser Himalaya, LHS Lower Himalayan Sequence, GHS Greater Himalayan Sequence, TH Tethyan Himalaya. Principaux contacts structuraux : MT Munsiri Thrust, MCT Main Central Thrust, STD South Tibetan Detachment. Faciès métamorphiques et isogrades : Grsch. schistes verts (ang. greenschist), Chl chlorite, Bt biotite, Grt grenat, St staurotite, Ky disthène, Sil sillimanite + disthène, Amph. amphibolite, Mig. migmatite à disthène + sillimanite. Études référencées dans cette figure : B04 Beyssac et al. (2004) ; B'04 Bollinger et al. (2004) ; C01 Catlos et al. (2001) ; CK11 Corrie et Kohn (2011) ; F86 Le Fort et al. (1986) ; H99 Harrison et al. (1999) ; K95 Kaneko (1995) ; K08 Kohn (2008) ; M10 Martin et al. (2010) ; V99 Vannay et al. (1999) ; VG98 Vannay et Grasemann (1998) ; VH96 Vannay et Hodges (1996).



(b) Metamorphic signatures across the MCT system, from North-Western India to Eastern central Nepal



(c) Central Himalaya (Nepal) general cross-section (H99)



6.2.1 Modèle synthétique d'évolution des pics de températures autour du MCT

L'augmentation localisée des températures du métamorphisme, centrée sur le MCT, entre deux domaines thermiques "homogènes" signe une tendance non-linéaire. Plusieurs types de fonctions non-linéaires peuvent reproduire ce schéma (*e.g.*, une fonction arctangente, une fonction de distribution normale). Nous avons ici choisi d'utiliser la fonction cumulée d'une distribution normale (ang. *cumulative distribution function*, CDF) qui présente l'avantage de prendre en compte : (i) la moyenne μ (ang. *mean*) qui correspond à l'abscisse z' sur laquelle l'inversion thermique est centrée, et (ii) l'écart-type σ (ang. *standard deviation*) qui contrôle l'épaisseur structurale sur laquelle s'établit l'inversion. La température basée sur la fonction CDF s'exprime comme suit :

$$T_{CDF}(z') = \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z' - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right] \quad (6.1)$$

Pour adapter la CDF à la signature thermique, deux autres paramètres, T_{LHS} et ΔT , doivent être intégrés tels que :

$$T_{CDF}(z') = T_{LHS} + \frac{\Delta T}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z' - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right] \quad (6.2)$$

où T_{LHS} représente la limite inférieure de la signature thermique métamorphique, *i.e.* le pic de température vers lequel la signature tend dans le bloc inférieur (la LHS) ; et où ΔT correspond à l'écart de température maximal entre les deux blocs.

Les contraintes thermiques étant faibles au-delà de 5 km de distance du MCT (Fig. 6.1b), seules les estimations des températures métamorphiques pour $-5 \text{ km} \leq z' \leq 5 \text{ km}$ sont prises en compte. Les estimations thermiques de trois études récentes dans le Népal central sont tout d'abord utilisées comme référence : Martin *et al.* (2010) et Corrie et Kohn (2011) pour le profil *Annapurna*, et Kohn (2008) pour le profil *Langtang* (Fig. 6.1b). La figure 6.2a compile ces trois jeux de données qui montrent nettement une même tendance des pics de température en fonction de la distance z' au MCT. Deux estimations GARB de Kohn (2008), sans incertitude associée, sont écartées de l'analyse.

L'ensemble constitué par ces trois jeux de données est alors soumis à l'approximation par la fonction T_{CDF} décrite dans l'équation 6.2. Afin de déterminer les quatre coefficients [μ , σ , T_{LHS} , ΔT], la fonction *nlinfit* sous *Matlab* est utilisée. Elle permet, à partir d'une fonction pré-définie d'approcher par itérations (100 maximum par défaut) les valeurs des coefficients impliqués pour un jeu de données connu. Une combinaison de coefficients initiaux (*starting guesses*) doit être donnée (par exemple, [$\mu = 0.2 \text{ km}$, $\sigma = 0.8 \text{ km}$, $T_{LHS} = 533^\circ\text{C}$, $\Delta T = 237^\circ\text{C}$]). Les données thermiques centrales des estimations sont utilisées pour calculer cette combinaison de coefficients présentée dans le tableau 6.1.

L'écart-type (ou *root mean square deviation*, *RMSD*) entre les données et la fonction (Eq. 6.2) affectée des coefficients déterminés est alors calculé (Tab. 6.1). Cependant cette incertitude associée à la fonction modèle ne prend pas en compte les incertitudes propres à chaque donnée.

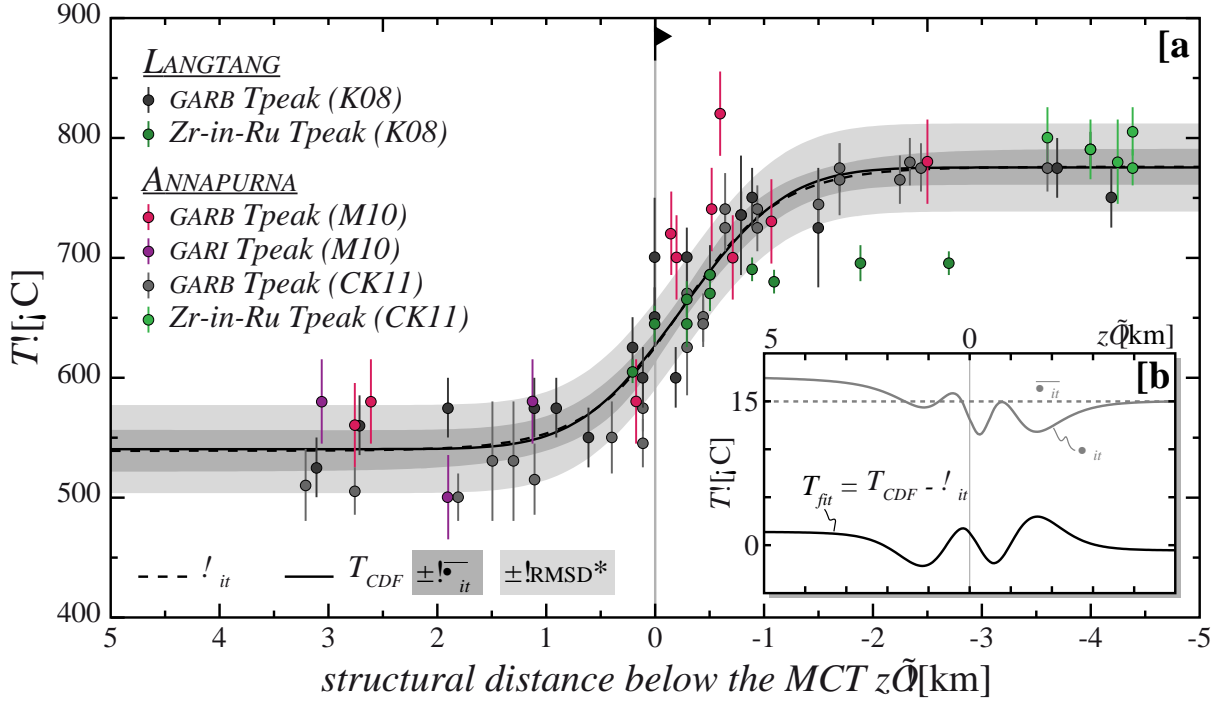


FIGURE 6.2 – a) Ensemble des données thermiques considérées pour la détermination de la fonction non-linéaire d'approximation (Eq. 6.2) : CK11 Corrie et Kohn (2011); K08 Kohn (2008); M10 Martin et al. (2010). La ligne noire en tirets dessine les fonctions d'approximation intégrant les incertitudes des données, moyennées le long de z' : μ_{it} . La ligne noire continue représente la fonction d'approximation sur les données centrées : T_{CDF} . Les aires gris sombre et gris clair correspondent aux enveloppes d'incertitude de T_{CDF} basées sur σ_{it} et $RMSD^*$, respectivement (cf. texte). b) La courbe grise continue représente la variation le long de z' de l'écart-type σ_{it} des fonctions d'approximation calculées sur N jeux de données intégrant les intervalles d'incertitude. La valeur moyenne des σ_{it} ($\bar{\sigma}_{it}$) est représentée en tirets gris. La courbe noire représente l'écart ΔT_{fit} entre la fonction d'approximation T_{CDF} basée sur les données centrées et la moyenne de l'ensemble des fonctions d'approximation sur les données variant sur leurs intervalles d'incertitudes propres.

	μ [km]	σ [km]	T_{LHS} [°C]	ΔT [°C]	RMSD [°C]	RMSD* [°C]
best fitting func.	0.251	0.747	540.38	234.93	33.5435	35.3515

TABLE 6.1 – Coefficients [μ , σ , T_{LHS} , ΔT] et erreurs RMSD et RMSD* de la fonction T_{CDF} (Eq. 6.2) déterminés pour les données de températures métamorphiques issues de Kohn (2008), Martin et al. (2010) et Corrie et Kohn (2011).

Afin d'y remédier, de nouvelles combinaisons de coefficients sont calculées sur un très grand nombre [$N - 1$] (ici, $N = 100000$) de jeux de températures où chacune d'entre elles est réévaluée sur son propre intervalle d'incertitude selon une valeur pseudo-aléatoire suivant la distribution normale. N combinaisons de coefficients [μ , σ , T_{LHS} , ΔT] sont ainsi obtenues définissant N fonctions suivant l'éq. 6.2 qui approchent les données sur leurs intervalles d'incertitude propres. Les variations de la moyenne et de l'écart-type sur l'ensemble de ces températures métamorphiques prédites sont calculées le long de l'axe z' : soit μ_{it} et σ_{it} , respectivement (Fig.

6.2). Un nouvel écart-type $RMSD^*$ de la fonction par rapport aux données peut alors être défini tel qu'il intègre l'écart-type aux données centrées ainsi que l'incertitude sur les données :

$$RMSD^* = (RMSD^2 + \bar{\sigma}_{it}^2)^{1/2} \quad (6.3)$$

Une fonction non-linéaire d'approximation finale des données thermiques métamorphiques est ainsi obtenue, à laquelle est associé un écart-type moyen $RMSD^*$ ($= 35.3515^\circ\text{C}$; Tab. 6.1) intégrant la distribution latérale des données ainsi que leurs incertitudes propres :

$$T_{CDF}(z') = 540.38 + \frac{234.93}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z' - 0.251}{0.747\sqrt{2}} \right) \right] \pm 35.3515 \quad (6.4)$$

où T_{CDF} est en $^\circ\text{C}$ (Fig. 6.2).

Les écarts-types $RMSD$ (T_{CDF} sur données centrées), $\bar{\sigma}_{it}$ (fonctions d'approximation sur données et incertitudes propres) et $RMSD^*$ (T_{CDF} sur données et incertitudes propres) sont inférieurs ou de l'ordre de l'incertitude des données elles-mêmes. L'écart entre la fonction d'approximation sur données centrées T_{CDF} montre un très faible écart avec la moyenne μ_{it} de l'ensemble des N fonctions d'approximation intégrant les incertitudes des données (Fig. 6.2b : $\Delta T_{fit} \approx 0^\circ\text{C}$). Cela rend ainsi compte d'une approximation non-linéaire totale (Eq. 6.4) de très bonne qualité vis-à-vis de l'ensemble des jeux de données ici considérés.

6.2.2 Fonctions d'approximation des signatures thermiques métamorphiques et dérivées à la distance structurale

La fonction développée précédemment (Eq. 6.4) s'applique parfaitement aux coupes de *Kodari-Langtang*, *Darondhi-Marsyangdi* et *Annapurna*, représentée en parallèle des signatures thermiques métamorphiques brutes correspondantes dans la figure 6.1b. Cette fonction (Eq. 6.4) est par la suite utilisée pour comparaison avec les sorties de modèles numériques.

	μ [km]	σ [km]	T_{LHS} [$^\circ\text{C}$]	ΔT [$^\circ\text{C}$]	$RMSD^*$ [$^\circ\text{C}$]
Eastern profiles	0.251	0.747	540.38	234.93	35.3515
Gorepani profile	-0.5	1.411	400	300	-
Sutlej profile	0	2.324	410	340	-

TABLE 6.2 – Coefficients constants de la fonction T_{CDF} (Eq. 6.2) pour les différents profils thermiques métamorphiques de la figure 6.1b. Les profils *Kodari-Langtang*, *Darondhi-Marsyangdi* et *Annapurna* sont regroupés par une seule fonction ("Eastern profiles") dont la détermination est décrite dans le texte. Les coefficients des fonctions d'approximation des sections de *Gorepani* et de la vallée de *Sutlej* sont définis manuellement.

Cette fonction ne permet néanmoins pas de représenter correctement les deux profils thermiques les plus à l'ouest, qui par ailleurs montrent des signatures légèrement différentes (Tab.

6.2 et Fig. 6.3a). Les valeurs correspondantes des coefficients présentés dans le tableau 6.2 ont été établies manuellement (par manque de données numériques suffisamment nombreuses ou publiées récemment). Elles sont présentées ici pour illustrer la manière dont la fonction non-linéaire choisie permet d'approximer des jeux de données différents dans leur valeurs absolues mais semblables de par leurs tendances.

Désormais, nous avons **une fonction de référence**, non-linéaire unique et continue, décrivant l'ensemble des données thermiques métamorphiques sélectionnées au travers du système du MCT (profils de *Kodari-Langtang*, *Darondhi-Marsyangdi* et *Annapurna* ; Figs. 6.1b et 6.2a). De la fonction générale (Eq. 6.2), la dérivée selon z' permet d'obtenir le gradient thermique métamorphique selon la distance structurale. Celle-ci quantifie de manière continue la perturbation thermique locale autour du MCT. Elle équivaut à une fonction de probabilité de densité classique :

$$\frac{\partial T_{CDF}}{\partial z'}(z') = -\Delta T \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(z' - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (6.5)$$

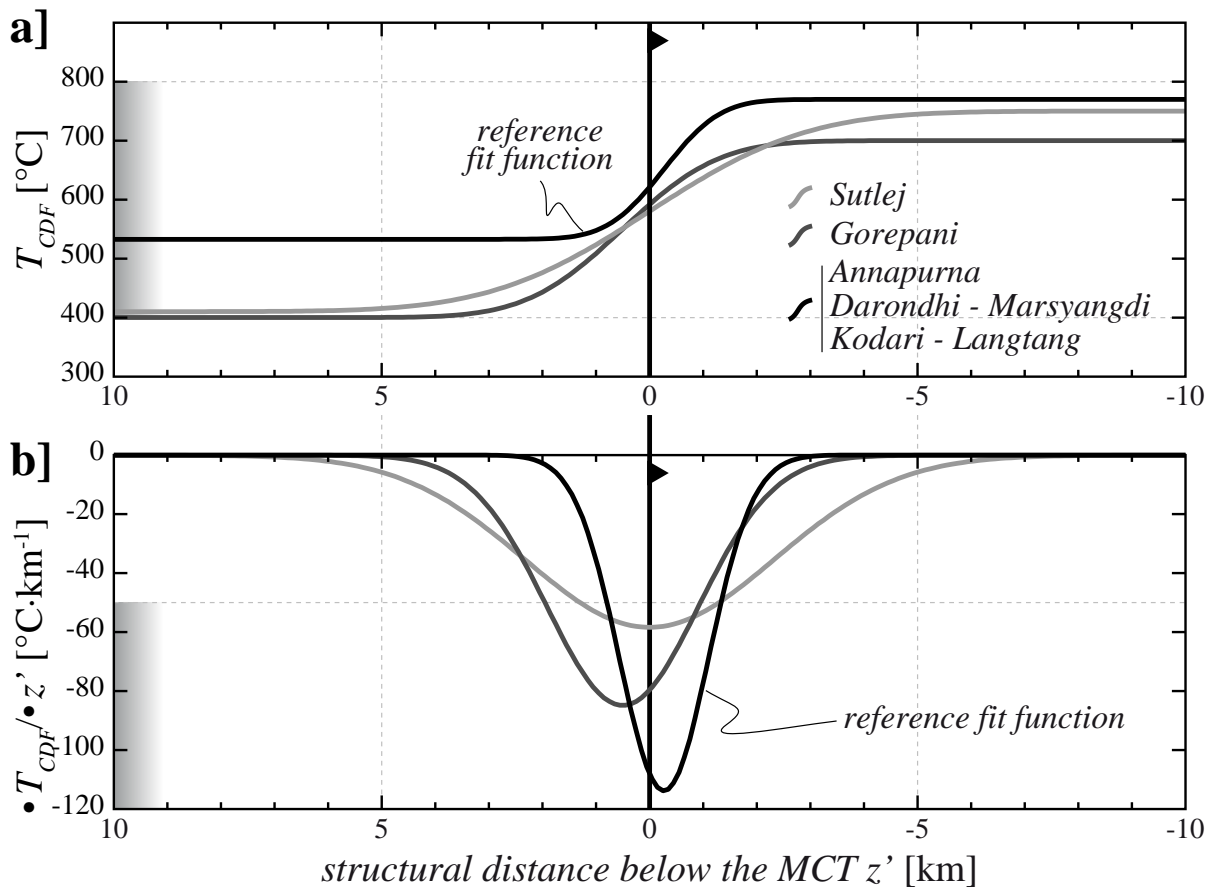


FIGURE 6.3 – a) Fonctions d'approximation des profils thermiques métamorphiques présentés en figure 6.1b, sans écart-type associé. b) Gradients selon z' respectifs représentant l'intensité de la perturbation thermique associée à la perturbation thermique du MCT.

Aucune incertitude ne peut être affectée à la dérivée. Les gradients respectifs aux trois fonctions d'approximation (Fig. 6.3a) sont illustrés dans la figure 6.3b. D'après ces approximations, la perturbation thermique désormais clairement définie s'établit sur une distance structurale absolue de 4 à 10 km. Elle est globalement centrée sur le MCT (localisation du pic d'inversion) à moins de 1 km du plan de chevauchement défini dans les études référencées dans la figure 6.1b. La distinction d'un plan unique peut être remise en question de par la difficulté de distinguer un domaine de cisaillement unique et étroit au sein d'une zone de chevauchement pluri-kilométrique (e.g., DeCelles *et al.*, 2001; Harrison *et al.*, 1997) marquée par des réactivations spatialement distinctes (e.g., Catlos *et al.*, 1999; Copeland *et al.*, 1991). Néanmoins, l'ensemble des études intégrées demeurent cohérentes sur la distribution des pics de température autour d'un MCT assimilée à un intersect unique le long des profils. Les intensités absolues du nord-ouest de l'Inde au centre du Népal atteignent des maxima de 50 à 120°C.km⁻¹ (Fig. 6.3b). Cette variabilité apparaît moindre lorsque l'on intègre l'étendue longitudinale répertoriée le long de l'orogène et les différentes techniques utilisées pour estimer ces températures métamorphiques.

Sur la base de la fonction la mieux contrainte (Eq. 6.4), nous allons aborder par la suite l'influence des processus thermiques, de l'accrétion et de l'érosion sur la signature thermique métamorphique autour des chevauchements majeurs. Celle-ci n'est utilisée qu'à titre d'exemple pour distinguer les phénomènes permettant de reproduire des perturbations thermiques métamorphiques de l'ordre de celles que l'on peut observer dans les cas naturels. La comparaison est réalisée sur la base de modèles numériques thermo-cinématiques 2-D similaires à ceux utilisés dans l'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2, page 15), dans l'article 2 (Duprat-Oualid *et al.*, 2015, chapitre 3, page 43) et la section 3.5.3 (page 77).

6.3 Influences des processus thermiques, de l'accrétion et de l'érosion : Confrontation des modèles numériques aux profils thermiques métamorphiques du MCT

Il s'agit ici de comparer les effets combinés des processus thermiques, de l'accrétion et de l'érosion sur la signature métamorphique autour d'une zone de chevauchement intra-continentale majeure telle que le MCT. La signature thermique autour d'une unique zone de cisaillement dépend de onze paramètres (article 2 et chapitre 3, page 43) auxquels viennent désormais se rajouter les vitesses d'accrétion (a , vecteur horizontal) et d'érosion (e , vecteur vertical). Le modèle numérique thermo-cinématique 2-D développé dans le cadre de cette thèse est ici appliqué au regard de l'évolution du champ des températures métamorphiques (à l'image des résultats présentés en fin de chapitre 3) tout en intégrant l'accrétion et l'érosion implémentées dès le chapitre 2 (cf. Duprat-Oualid *et al.*, 2013). La répercussion de la variabilité de l'ensemble des treize paramètres peut être testée sur la signature thermique métamorphique. Cependant, seuls huit d'entre eux sont ici examinés.

6.3.1 Paramètres examinés

Parmi les paramètres impliqués dans les trois processus thermiques majeurs (diffusion thermique, advection thermique et shear heating), six d'entre eux se sont révélés majeurs quant

à l'influence sur le budget thermique, et par conséquent sur le développement d'une perturbation thermique (Tab. 4.2, page 104) : la viscosité η de la zone de cisaillement, son épaisseur h , son pendage θ ainsi que la vitesse V de déplacement relatif, le pitch ψ de la déformation dans le plan de cisaillement et la conductivité thermique k des roches dans et autour de la zone de cisaillement. Dans le cadre d'un chevauchement pur assimilable au MCT, le pitch s'établit à $\psi = 90^\circ$. Bien que la variabilité de la vitesse V soit influente, il est ici choisi de la fixer à 2 cm.yr^{-1} au regard de l'application au cas du MCT (e.g., Bilham *et al.*, 1997; Guillot *et al.*, 2003; Yeats et Thakur, 1998).

Pour comprendre les champs thermiques, il est également nécessaire d'intégrer les paramètres qui contrôlent la structure thermique initiale et par conséquent les pics de température atteints de façon générale (cf. exemple de l'implication de la contribution radiogénique initiale dans la section 3.5.4, page 79). Les paramètres concernés sont : k , le flux de chaleur sub-lithosphérique Q et la production de chaleur radiogénique définie à partir de Hr_0 et z_r . La production de chaleur radiogénique en surface est fixée à la valeur réaliste de $Hr_0 = 2 \mu\text{W.m}^{-3}$ et seule la profondeur z_r contrôle la répartition de la radioactivité en profondeur. Quant à la densité ρ et la capacité calorifique Cp des roches, elles n'interviennent nullement dans le contexte thermique initial et de façon extrêmement négligeable dans le budget thermique des zones de cisaillement (Tab. 4.2, page 104). Elles sont donc considérées fixes : $\rho = 2800 \text{ kg.m}^{-3}$ et $Cp = 1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Au final, seule la variabilité, relative au contexte des chevauchements intra-continentaux, de huit paramètres est donc considérée ici : h , η , θ , k , Q , z_r , a et e . Les valeurs de ces paramètres sont déterminées aléatoirement dans un intervalle propre. En particulier, l'accrétion et l'érosion sont toutes deux testées sur des gammes de vitesses de 0 à 2.5 mm.yr^{-1} . Une série de 2000 simulations numériques a ainsi été réalisée, impliquant pour chacune d'entre elles une combinaison aléatoire différente des huit paramètres examinés.

6.3.2 Outil comparatif des enregistrements thermiques numériques et de terrain

Les pics de température Tp sont analysés le long du transect présenté dans la figure 3 de l'article 2, *i.e.* le profil long de 10 km normal à et centré sur la zone de chevauchement à 30 km de profondeur (ordre de grandeur des profondeurs atteintes lorsque les pressions atteintes au cœur du MCT sont supposées retranscrire les pressions lithostatiques). Pour chaque simulation, ces températures métamorphiques Tp sont enregistrées à chaque pas de temps, si bien qu'une grande quantité de profils thermiques métamorphiques est ainsi analysable. Les deux grandeurs thermiques, Tp et $\partial Tp / \partial z'$, sont ensuite analysées :

- D'une part, la comparaison de la distribution des Tp avec la fonction d'approximation T_{CDF} met en évidence les combinaisons paramétriques des modèles numériques qui approchent au mieux la signature thermique totale autour de la zone de chevauchement. L'adéquation à T_{CDF} de chaque profil de Tp au cours du temps pour chaque simulation numérique est quantifiée par la moyenne des carrés des écarts le long de l'axe z' entre -5 et $+5 \text{ km}$, rapportée à l'incertitude $RMSD^*$ de la fonction d'approximation T_{CDF} (ang. *mean least squares misfit*, *MLSM*) :

$$MLSM(Tp) = \frac{1}{Nz'} \cdot \sum_{i=1}^{Nz'} \frac{(Tp(z'_i) - T_{CDF}(z'_i))^2}{RMSD^{*2}} \quad (6.6)$$

où Nz' correspond au nombre de points considérés le long de l'axe z' . Plus $MLSM(Tp)$ se rapproche de 0, plus le résultat numérique se confond avec la tendance décrite par la fonction d'approximation dans son enveloppe d'incertitudes ($\pm RMSD^*$).

- D'autre part, la comparaison de la distribution des $\partial Tp / \partial z'$ avec la dérivée de la fonction d'approximation $\partial T_{CDF} / \partial z'$ révèle les combinaisons paramétriques des modèles numériques qui approchent au mieux la perturbation thermique métamorphique brute — *i.e.* l'inversion métamorphique *sensu stricto*. L'inversion métamorphique peut ainsi être traitée tout en se départageant de l'intensité globale des températures atteintes. Les modèles qui reproduisent l'inversion métamorphique sans pour autant approcher les pics élevés de température atteints dans le système du MCT sont ainsi distinguables. Afin de quantifier la reproductibilité, une fonction de racine de moindre carrée (ang. *root mean squares*, *RMS*) est utilisée comme suit :

$$RMS \left(\frac{\partial Tp}{\partial z'} \right) = \frac{1}{Nz'} \cdot \left[\sum_{i=1}^{Nz'} \left(\frac{\partial Tp}{\partial z'}(z'_i) - \frac{\partial T_{CDF}}{\partial z'}(z'_i) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.7)$$

Plus $RMS(\partial Tp / \partial z')$ se rapproche de 0, plus le résultat numérique tend à reproduire le gradient de la fonction d'approximation. Ce dernier n'étant associé à aucune incertitude, il peut alors être plus difficile de tendre vers 0 comme pour $MLSM(Tp)$ (Eq. 6.6).

6.3.3 Résultats de la confrontation des modèles numériques au métamorphisme inverse associé au MCT

Pour chaque modèle, les valeurs minimales de $MLSM(Tp)$ et de $RMS(\partial Tp / \partial z')$ au cours du temps sont retenues. Il est important de noter que ces deux valeurs ne correspondent pas nécessairement à un même temps au cours du chevauchement. En effet, un profil thermique peut en absolu se rapprocher du cas naturel (Eq. 6.2) sans forcément impliquer que son gradient (n'invokant pas T_{LHS} ; Eq. 6.5) soit également le plus reproductif de la perturbation thermique. L'ensemble des résultats pour les 2000 simulations numériques est présenté dans la figure 6.4 en fonction des différents paramètres testés.

Les diagrammes présentés dans la figure 6.4 permettent de visualiser directement le degré d'influence d'un paramètre sur la signature et la perturbation thermique métamorphique, $MLSM(Tp)$ et $RMS(\partial Tp / \partial z')$, respectivement. Un paramètre apparaît insignifiant lorsque, selon l'axe qui le définit, la distribution des valeurs de moindres carrés, $MLSM$ ou RMS , sont "aléatoirement" distribuées. De manière générale les moindres carrés s'établissent sur de larges

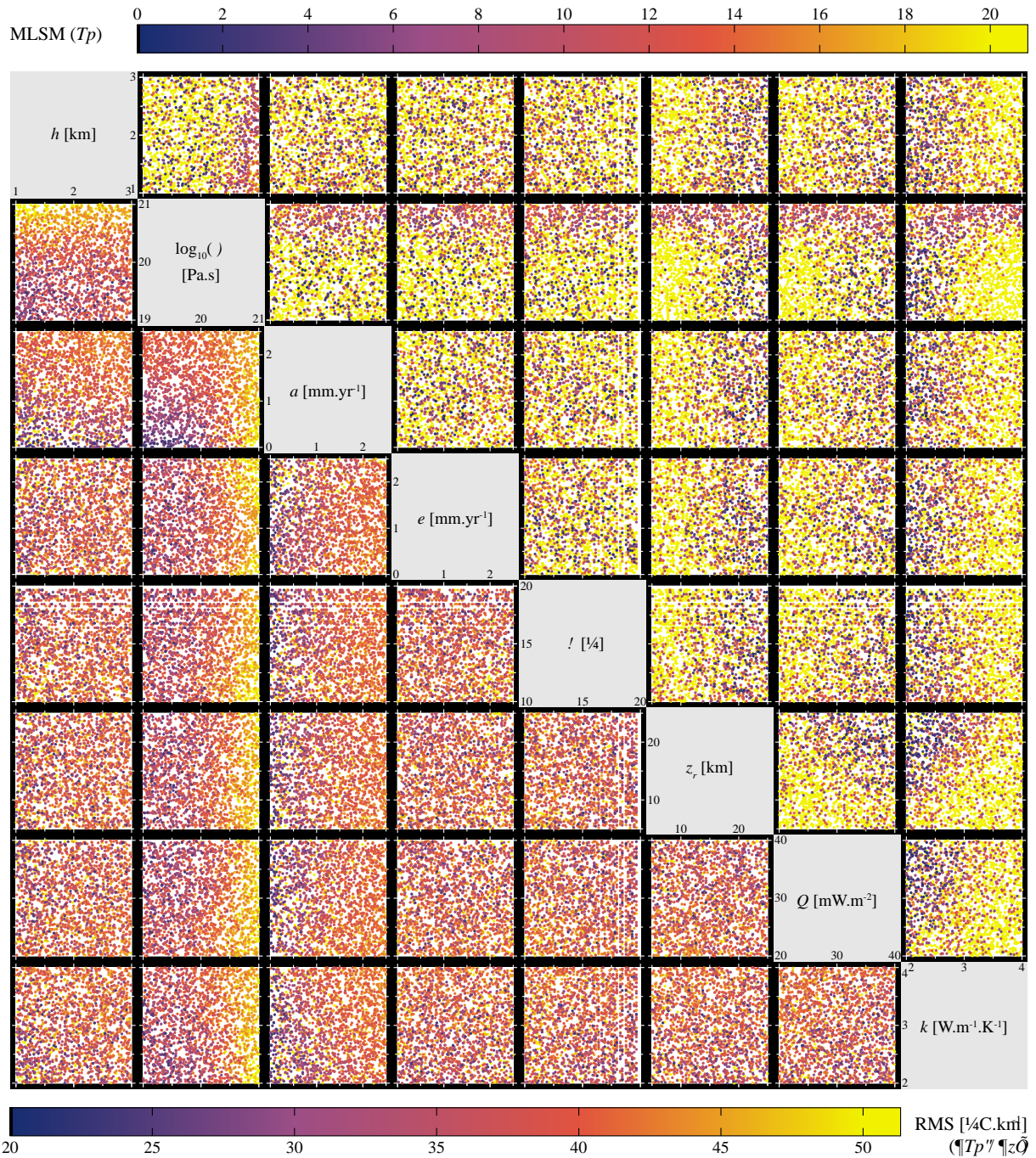


FIGURE 6.4 – Résultats de la confrontation des profils de pics de température extraits des modèles numériques avec la fonction d'approximation de référence des températures métamorphiques autour du MCT (Himalaya). Les huit paramètres examinés dans leurs gammes de variabilité propres sont indiqués dans l'axe diagonal : h , l'épaisseur de la zone de chevauchement ; η , sa viscosité effective ; a , la vitesse d'accrétion continue (horizontale) ; e , la vitesse d'érosion continue (verticale) ; θ , le pendage de la zone de chevauchement ; z_r , la profondeur spécifique à la production de chaleur radiogénique ; Q , le flux de chaleur mantellique ; k la conductivité thermique des roches dans l'ensemble du système du chevauchement. Les résultats propres à la signature thermique métamorphique totale $MLSM(T_p)$ sont exposés dans les diagrammes de la moitié supérieure droite. Les résultats relatifs à la perturbation thermique métamorphique locale $RMS(\partial T_p / \partial z')$ sont exposés dans les diagrammes de la moitié inférieure gauche.

gammes de valeurs attestant d'une très grande variabilité des réponses métamorphiques calculées par le modèle numérique.

• **Les pics de température** atteints attestent dans l'ensemble d'une très grande variabilité d'écart-types ($0 < MLSM(Tp) < 180$; échelle de couleurs tronquée à 20 sur la figure 6.4, moitié supérieure droite), d'autant plus que les valeurs sont ajustées à l'incertitude de la fonction d'approximation. Les paramètres qui ont une influence significative sont :

- la viscosité η :
 $\implies \eta$ favorise l'élévation des pics températures aux conditions du MCT.
- la température initiale, contrôlée par Q, z_r, k , et par extension Hr_0 :
 $\implies Q, z_r$ et Hr_0 favorisent un géotherme initial chaud.
 \implies favorisent l'élévation des pics températures aux conditions du MCT.
 $\implies k$: effet contraire.

Les paramètres à répercution négligeable sont : l'épaisseur h , l'accrétion a , l'érosion e et le pendage θ .

• **Les gradients structuraux des pics de température** atteints sont caractérisés par des écart-types de 20 à $70^\circ C.km^{-1}$ (figure 6.4, moitié inférieure gauche), qui sont par conséquent élevés au regard des gammes des valeurs à reproduire (entre 0 et $120^\circ C.km^{-1}$, Fig. 6.3b). Ces valeurs montrent (i) une grande variabilité de la perturbation thermique métamorphique et (ii) une reproductibilité de faible qualité au regard du cas naturel. Les paramètres qui ont une influence significative sur la variabilité de la perturbation thermique métamorphique sont :

- la viscosité η principalement :
 $\implies \eta$ ne favorise pas la reproductibilité sur l'ensemble du système du chevauchement.
- l'accrétion a dans une moindre mesure :
 $\implies a$ ne favorise pas la reproductibilité également.

L'ensemble des autres paramètres a une répercution négligeable au regard de celle de η et a .

La viscosité a un rôle majeur dans les deux grandeurs thermiques métamorphiques analysées. En particulier, elle domine la variabilité des gradients métamorphiques atteints. Son influence est contradictoire, favorisant la reproductibilité des pics de température tout en éloignant la possibilité de reproduire les gradients structuraux correspondant à l'échelle des $10 km$ de profil sondés. Le champ thermique initial permet, s'il est suffisamment chaud, de se rapprocher les pics thermiques atteints dans le cas naturel sans exiger de production de chaleur interne par shear heating intense. Au regard de la perturbation thermique, sa négligibilité est en accord avec l'étude analytique et statistique de sa contribution au budget thermique aux abords de la zone de cisaillement (chapitres 3 et 4). Enfin, l'accrétion, telle que définie dans le modèle (à l'image des modèles de Huerta *et al.* (1998, 1999)), annihile la reproductibilité des gradients structuraux des pics de température. En outre, elle ne semble n'avoir aucun impact sur les pics de température atteints.

Aucun des modèles ne permet véritablement de reproduire l'inversion métamorphique associée au MCT sur les $10 km$ de profil sondés. Dans la configuration du modèle, les simulations les plus proches du gradient thermique métamorphique nécessitent de faibles vitesse d'accrétion a et résistance mécanique η de la zone de cisaillement. Cette dernière peut néanmoins être requise pour atteindre les pics de température élevés communs aux zonations métamorphiques

inverses intra-continentales.

Néanmoins, à partir de ces résultats se démarquent les paramètres qui ont un impact significatif sur la signature et la perturbation thermiques métamorphiques. Ces conclusions, basées sur une interprétation qualitative nécessitent néanmoins d'être vérifiées par quantification de la sensibilité des sorties numériques au regard des variables en entrée.

6.3.4 Quantification de la sensibilité des signatures et perturbations thermiques métamorphiques

Afin de quantifier la sensibilité de la signature et de la perturbation thermiques métamorphiques à la variabilité de chacun des paramètres tout en intégrant la variabilité des autres mis en jeu, une analyse statistique de sensibilité globale de Sobol pourrait être réalisée (cf. chapitre 4, page 89). Néanmoins, cette méthode statistique implique de réaliser un nombre considérable de simulations. En effet, elle requiert d'exécuter pour chaque variable testée un ensemble conséquent de modèles : une série de simulations avec différentes combinaisons paramétriques aléatoires à l'exception de la variable testée, puis de réitérer de cette opération pour différentes valeurs aléatoires de la variable. Cette analyse statistique fut réalisable dans le cadre des contributions thermiques calculées par le modèle d'analyse dimensionnelle (chapitre 4, page 89). Cependant, elle devient vite une opération coûteuse et chronophage en application aux résultats de simulations numériques.

Heureusement, il existe d'autres moyens pour évaluer la corrélation de la variabilité des résultats des modèles avec la variabilité des paramètres appelés. Les figures 6.5 et 6.6 exposent les valeurs de $MLSM(Tp)$ et $RMS(\partial Tp/\partial z')$, respectivement, en fonction de chaque variable testée. Les points (et par conséquent, les corrélations) apparaissent globalement très dispersés et ne décrivent donc pas de tendance claire. Cela témoigne de la sensibilité multiple des réponses des modèles, en accord avec les observations décrites dans la section précédente (encadrés gris). Autrement dit, aucun des paramètres testés ne peut prétendre contrôler la signature ou la perturbation thermique métamorphique autour de la zone de chevauchement — en l'occurrence le MCT. Afin de quantifier la sensibilité de ces sorties numériques, l'usage d'un coefficient de corrélation non-linéaire apparaît particulièrement bien adapté dans le sens où (i) il est calculé sur la base des données déjà existantes, ne nécessitant pas de simulation supplémentaire, et (ii) il permet de déceler des sensibilités non-proportionnelles.

Pour cela, le **coefficient de corrélation de Spearman**, symbolisé r_S , est utilisé. Il correspond précisément à un outil de mesure statistique non-paramétrique (*i.e.* non basé sur des familles paramétrisées de distribution de probabilité) établissant la dépendance statistique entre deux variables. Il permet de déceler des dépendances non-linéaires sous la seule condition qu'elles suivent des tendances monotones. Le coefficient de corrélation de Spearman r_S est défini comme suit :

$$r_S = 1 - \frac{6 \sum_{i=1}^N (Rx_i - Ry_i)^2}{N(N^2 - 1)} \quad (6.8)$$

où N est le nombre de points analysés — en l'occurrence 2000 simulations numériques. Rx_i et Ry_i correspondent aux rangs de chaque valeur des variables analysées x et y — en l'occurrence

h, η, a, e, \dots d'une part, et $MLSM(Tp)$ ou $RMS(\partial Tp/\partial z')$ d'autre part — dans les gammes ordonnées des échantillons analysés. Le calcul du coefficient de corrélation de Spearman r_s est directement réalisable sur *Matlab* par le biais de la fonction *corr* en précisant l'option '*type*' = '*Spearman*'.

Le coefficient de corrélation de Spearman r_s est compris entre -1 et 1 . Son signe indique dans quelle direction s'organise la corrélation entre les variables testées. Autrement dit, si y augmente lorsque x augmente, le coefficient r_s sera positif. Au contraire, si y diminue, r_s sera négatif. Plus r_s se rapproche en absolu de 1 , plus les variables testées sont corrélées, *i.e.* dépendantes.

Les coefficients de corrélation de Spearman r_s , calculés pour $MLSM(Tp)$ d'une part et $RMS(\partial Tp/\partial z')$ d'autre part au regard de la variabilité des huit paramètres testés, sont présentés en association aux diagrammes des figures 6.5 et 6.6, respectivement. Plus r_s tend vers -1 plus l'élévation de la valeur du paramètre considéré tend à favoriser la reproductibilité de la grandeur thermique considérée. Ces résultats, mis en parallèle de la figure 6.4, permettent de définir de manière qualitative et quantitative la dépendance de la signature et de la perturbation thermiques métamorphiques à la variabilité des paramètres invoqués par les processus thermiques, par l'accrétion et par l'érosion.

Sensibilité de la signature thermique métamorphique : profil des pics de température (Figs. 6.5 et 6.4, moitié supérieure droite)

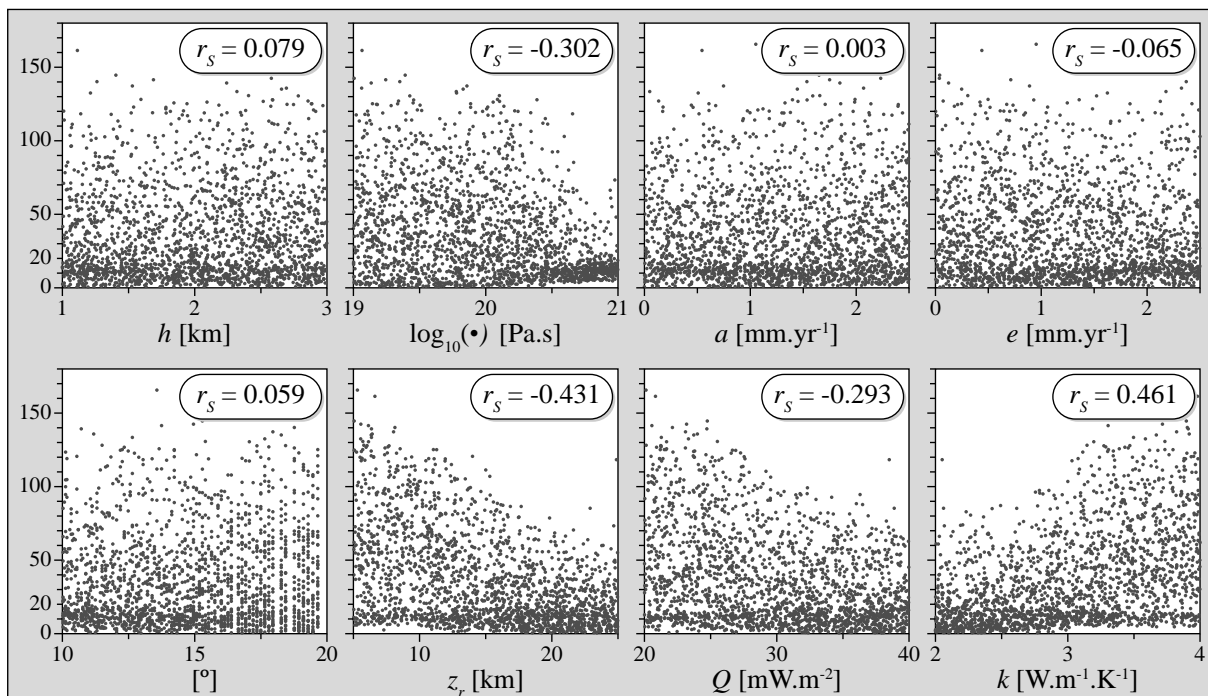


FIGURE 6.5 – Valeurs de $MLSM(Tp)$ en fonction de chaque paramètre testé. Les coefficients de corrélation de Spearman r_s sont respectivement affichés dans chaque diagramme.

Les trois paramètres définissant le géotherme initial qui ont été testés (Q, z_r et k) sont corrélés en absolu à des valeurs comprises entre 0.29 et 0.46 . La conductivité thermique k a une

influence positive qui, en absolu, est la plus importante. Cela peut également être lié au fait qu'elle contribue, lorsqu'elle est faible, à préserver les écarts de température pour son intervention majeure dans la contribution de la diffusion (Tab. 4.1, page 96). Ainsi, elle peut maintenir efficacement les températures élevées par shear heating aux abords de la zone de chevauchement. z_r a un impact négatif d'intensité absolue similaire à k dans les gammes considérées, alors que Q semble légèrement moins influent. Les influences positive de k et négatives de z_r et Q valident le fait que le géotherme initial influence significativement le champ final des pics de température atteints.

Les pics de température sont corrélés à la viscosité η à hauteur de $r_s = -0.302$ ce qui en fait le premier paramètre influent directement impliqué dans l'évolution du champs thermique au cours du cisaillement. En outre, son influence positive apparaît d'autant plus importante vers les valeurs élevées supérieures à $10^{20.5}$ Pa.s pour lesquelles les tests numériques attestent d'une reproductibilité élevée très majoritairement caractérisée par $MLSM(Tp|\eta) \leq \sim 20$.

Pour ces quatre paramètres les plus influents (Q , z_r , k et η), la faible reproductibilité (grand $MLSM(Tp)$) correspond à un domaine de grande dispersion des moindres carrés. Pour le reste des paramètres, la dispersion est élevée sur l'ensemble des gammes de variabilité. Les coefficients de corrélation r_s sont en absolu ≤ 0.1 . L'accrétion a montre le plus faible coefficient de corrélation : $MLSM(Tp|a) = 0.003$. De façon générale, les moindres carrés sont majoritairement rassemblés dans une gamme allant de 0 à ~ 20 .

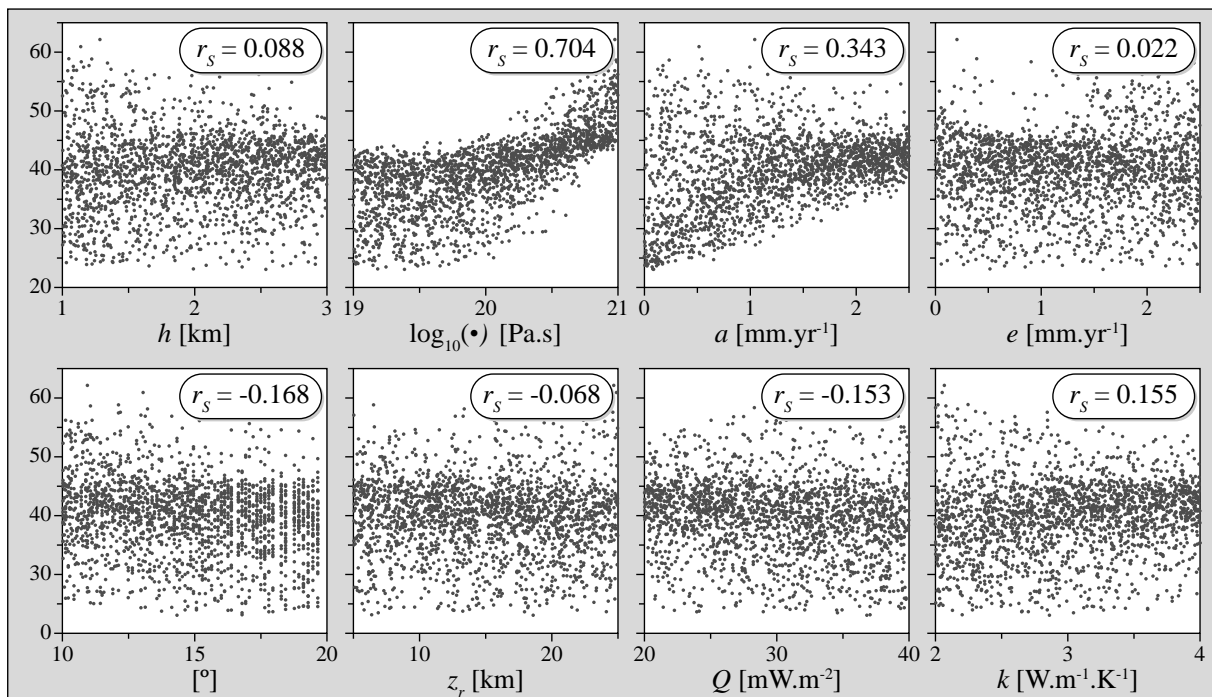


FIGURE 6.6 – Valeurs de $RSM(\partial Tp/\partial z')$ [$^{\circ}\text{C.km}^{-1}$] en fonction de chaque paramètre testé. Les coefficients de corrélation de Spearman r_s sont respectivement affichés dans chaque diagramme.

Sensibilité de la perturbation thermique métamorphique : profil des gradients structuraux de pics de température (Figs. 6.6 et 6.4, moitié inférieure gauche)

La variabilité de la viscosité η est de loin la mieux corrélée avec la signature du gradient thermique métamorphique : $MLSM(Tp|\eta) = 0.704$. En-deçà de $\eta = 10^{20}$ Pa.s, les moindres carrés $RMS(\partial Tp/\partial z')$ s'étalent de 20 à 50°C.km^{-1} , principalement concentrés vers la limite supérieure. Au-delà de $\eta = 10^{20.5}$ Pa.s, ils s'étalent de 40 à 70°C.km^{-1} , principalement concentrés vers la limite inférieure. Au regard de l'inversion métamorphique, un changement du régime de la perturbation thermique métamorphique apparaît donc entre $\eta = 10^{20}$ et $10^{20.5}$ Pa.s.

Le second paramètre ayant une influence non-négligeable est l'accrétion, caractérisé par une corrélation positive à hauteur de $r_s = 0.343$, soit environ moitié moins que pour η . Les valeurs correspondant aux meilleures reproductibilités s'ancrent donc vers les faibles vitesses d'accrétion a . Les moindres carrés vers les meilleurs résultats sont largement dispersés, aussi bien pour a que pour η . La combinaison de ces deux paramètres influents doit donc permettre de resserrer l'approximation des données réelles du métamorphisme inverse (Fig. 6.4, diagramme η vs. a).

Relativement à η et a , les autres paramètres présentent des niveaux de corrélation bien moindres, inférieurs en absolu à 0.17. De façon générale, la distribution des moindres carrés est centrée sur des valeurs avoisinant 40 à 50°C.km^{-1} .

6.4 Conclusions et perspectives de l'étude

Dans le cadre de cette étude, j'ai développé une solution analytique approximant les données thermiques du métamorphisme inverse associées au MCT sur une distance structurale de 10 km. Cette fonction d'approximation non-linéaire est adaptable à la zonation métamorphique inverse observable au front de l'ensemble de la chaîne Himalayenne (Fig. 6.1b). Les extrema de pics de température divergent sur un ordre de 100°C longitudinalement dans le système chevauchant du MCT. La perturbation métamorphique inverse est plus ou moins étendue sur une distance passant du simple au triple (valeurs de σ dans le tableau 6.2) et est centrée aux abords de la zone de cisaillement majeure du MCT (valeurs de μ). Par conséquent, les gradients structuraux des températures métamorphiques présentent une grande variabilité, en l'occurrence entre 50 et $120^\circ\text{C.km}^{-1}$ pour les maxima des transects considérés.

Pour des études locales, une telle approximation continue peut s'avérer être un avantage majeur, notamment pour la comparaison avec des modèles numériques adaptés à la zone considérée. À plus grande échelle, la signature et la perturbation thermiques métamorphiques générales, aux degrés de variabilité près, peuvent être utilisées pour des études de premier ordre.

De par l'intérêt porté aux influences de premier ordre des processus actant sur le champ thermique au cours de la déformation cisailante, j'ai donc entrepris d'effectuer une examination paramétrique globale par le biais d'un modèle numérique thermo-cinématique 2-D qui présente l'avantage de contrôler indépendamment chacun des paramètres. Les résultats, comparés précédemment à la signature métamorphique continue et commune de trois ensembles de coupes distinctes dans le Népal central (Fig. 6.1b), ont permis de mettre en évidence :

- **Le rôle crucial de la résistance mécanique de la zone de cisaillement** (simplifiée au terme de viscosité η) à la fois sur l'intensité des pics de température atteints et sur la perturbation métamorphique associée. Cette influence apparaît paradoxale dans le sens où des viscosités élevées permettent d'atteindre les pics de température attendus tout en s'éloignant de la reproductivité des gradients structuraux du métamorphisme thermique. Ce paradoxe s'explique par le fait que les reproductivités maximales atteintes demeurent éloignées de la réalité du cas naturel étudié. Demeurent les tendances de premier ordre qui doivent nous mettre en éveil sur l'importance de bien connaître la résistance mécanique des roches impliqués dans les zones de cisaillement.

- **Le rôle non-négligeable de l'accrétion sur le profil des gradients structuraux du métamorphisme thermique.** Dans la configuration du modèle numérique utilisé, l'accrétion se résume à un champ cinématique horizontal imposé sur l'ensemble de la zone de chevauchement crustal (cf. description par Duprat-Oualid *et al.* (2013)). Néanmoins, cette configuration peut être amplement remise en question dans le cadre d'applications plus concrètes (e.g., accrétion par sous-plaquage : Bollinger *et al.* (2006)). L'application numérique précédemment présentée permet néanmoins de mettre en avant le rôle important de l'accrétion sur la perturbation métamorphique inverse, et au contraire, son insignifiance totale sur les pics de température atteints. L'accrétion ne peut donc à elle seule expliquer les intensités thermiques métamorphiques enregistrées dans les zones de chevauchement intra-continentales majeures.

- **L'importance de bien connaître l'état thermique de la lithosphère anté-déformation**, et plus particulièrement du domaine crustal. Le champ thermique initial a en effet un rôle prépondérant sur les pics de température atteints, de manière globale. Au contraire, il n'influence pas la perturbation thermique induite, et donc l'intensité de l'inversion métamorphique observable. L'étude exposée dans la section 3.5.4 (page 79) au regard de l'implication de la production de chaleur radiogénique argumente clairement cet impact.

- Le rôle insignifiant de l'érosion sur la signature et la perturbation thermiques métamorphiques. Néanmoins, le profil examiné se situe ici en base de croûte. L'érosion activée permet l'exhumation au niveau du contact de matériel crustal initialement en base de croûte, et donc à des températures initialement élevées équivalentes à celles répertoriées dans le bloc supérieur du chevauchement. Ce paramètre, (*i.e.* = ce processus) peut alors avoir une répercussion significative lorsqu'il permet la mise en place de matériel initialement plus profond, et par conséquent plus chaud au sommet du chevauchement (e.g., Jamieson *et al.*, 2004; Royden, 1993).

Les résultats de cette étude demeurent néanmoins peu satisfaisants vis-à-vis de la confrontation aux données thermiques du métamorphisme associé au MCT. Il est désormais nécessaire de sonder les possibles origines de la divergence entre les données de terrain et les résultats des modèles numériques. De nombreuses pistes sont ouvertes, parmi lesquelles :

- La longueur du profil considéré pour la confrontation : éventuelle restriction du domaine considéré à la perturbation thermique inverse, e.g. à ± 1 ou 2σ de la loi de distribution normale sur laquelle est basée la fonction d'approximation T_{CDF} (Eq. 6.2).

- À contrario, l'extension vers de plus grandes distances au chevauchement pour une nouvelle définition analytique de l'inversion thermique métamorphique.
- La comparaison avec les valeurs adimensionnées des contributions thermiques R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} ou des nombres de Peclet Pe et Brinkman Br (en cours d'étude).
- L'intégration de la variabilité dans le temps et l'espace des paramètres clés et en particulier la non-linéarité de la viscosité et les différents régimes rhéologiques.
- L'intégration des datations propres à chaque domaine du système du chevauchement (blocs inférieurs et supérieur, ainsi que la zone de chevauchement elle-même) pour une comparaison plus concrète aux cas naturels.
- L'intégration de l'histoire structurale polyphasée de la zone de chevauchement considérée.

À partir d'un modèle simplifié, et donc rarement satisfaisant vis-à-vis des détails qui composent la complexité des cas naturels de référence, il est facile de se laisser tenter à intégrer des contraintes particulières supplémentaires. Néanmoins, l'étude globale de ce travail de thèse se concentre sur **les importances de premier ordre des processus majeurs et des paramètres qu'ils impliquent**. Un processus en particulier apparaît cependant primordial : **le shear heating**.

Le shear heating, fonction des champs de la déformation et des contraintes, pose véritablement problème. En effet, malgré sa grande variabilité et sa possible importance sur l'évolution du champ thermique autour des zones de cisaillement, aucun des paramètres qu'il implique n'est aisément mesurable (contraintes σ , vitesses de déformation $\dot{\epsilon}$, viscosité η). De manière générale, la distribution des contraintes et la répartition des vitesses de déformation dans la lithosphère demeurent mal connus et sujet à de vifs débats (*e.g.*, Bürgmann et Dresen, 2008; Burrov et Watts, 2006; Schmalholz *et al.*, 2009). Il en est de même pour la résistance des roches qui relie les contraintes à l'état des déformations (vitesses de déformation dans le régime ductile, et déformation finie dans le régime fragile). Les lois qui la régissent sont établies sur des modèles physiques et les expérimentations en laboratoire. Sa grande variabilité sur plusieurs ordres de grandeur lui vaut d'être au cœur de nombreux débats sur l'importance effective du shear heating appliquée à divers contextes géodynamiques (*e.g.*, Barton et England, 1979; Bjørnerud et Austrheim, 2002; Camacho *et al.*, 2001; Duprat-Oualid *et al.*, 2013; Hartz et Podladchikov, 2008; Kidder *et al.*, 2013; Lachenbruch et Sass, 1980, 1992; Leloup et Kienast, 1993; Leloup *et al.*, 1999; Molnar *et al.*, 1983; Peacock, 1992; Scholz, 1980; Stüwe, 1998).

Vis-à-vis de la variabilité de l'évolution de la signature thermique des zones de cisaillement lithosphériques, il devient alors crucial d'aborder la variabilité spatiale et temporelle de la production de chaleur par shear heating. À partir du modèle numérique thermo-cinématique 2-D, je propose dans le chapitre suivant d'aborder la variabilité de la perturbation thermique instantanée aux abords des zones de cisaillements au regard de la variabilité des distributions spatiales des vitesses de déformation et de la non-linéarité de la viscosité.

Chapitre 7

**Impact du shear heating sur l'évolution
thermique des chevauchements
lithosphériques :
Importance de la variabilité de la
viscosité non-linéaire déduite d'une
approche numérique
thermo-cinématique**

Sommaire

7.1	Introduction	171
7.2	Évolution du modèle numérique thermo-cinématique 2-D	173
7.2.1	Équations mises en jeu	173
7.2.2	Configuration du modèle	175
7.3	Résultats	178
7.3.1	Évolution de la rhéologie et de la température au cours du temps . . .	179
7.3.2	Influence de la lithologie associée à la variabilité du profil cinématique	181
7.3.2.1	Quartzite et granites : des rhéologies résistantes représentatives de la croûte, mais significativement dissemblables . . .	181
7.3.2.2	Exemple d'une faible rhéologie : les micashistes	184
7.4	De la sensibilité de l'évolution thermique à la nécessité de comprendre les facteurs contrôlant la viscosité	184
7.4.1	Synthèse des résultats clés de l'étude et extrapolation aux variabilités cinématiques dans le temps	184
7.4.2	Des paramètres de fluage qui nécessitent d'être mieux contraints . . .	186

7.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, parmi les processus impliqués dans la signature thermique (instantanée et métamorphique) des systèmes cisailants, le shear heating peut représenter une contribution thermique majeure. En effet, il contrôle pour partie la localisation de la possible inversion des isothermes instantanés à échelle crustale (*e.g.*, Duprat-Oualid *et al.*, 2013; England et Molnar, 1993; Molnar *et al.*, 1983) et influence de façon majeure la signature et la possible perturbation thermiques métamorphiques aux abords de la zone de cisaillement (*cf.* chapitres 3, page 43, et 6, page 147 ; *e.g.*, Barton et England, 1979; Camacho *et al.*, 2001; Leloup et Kienast, 1993; Stüwe, 1998).

Le shear heating est proportionnel à l'intensité des contraintes et des vitesses de déformation de la roche. D'une part, la distribution des contraintes tectoniques dans la lithosphère, surimposées aux pressions lithostatiques demeure très mal connue et est sujette à de multiples interprétations (*cf. e.g.*, Bürgmann et Dresen, 2008) basées sur une multitude d'expériences mécaniques en laboratoire (*e.g.*, Brace et Kohlstedt, 1980; Goetze et Evans, 1979; Kirby, 1980) ou sur des simulations numériques thermo-mécaniques (*e.g.*, Burov et Watts, 2006; Schmalholz *et al.*, 2009; Watts et Burov, 2003). D'autre part, les zones de cisaillement contrôlent l'évolution structurale aux limites de plaques, et sont par conséquent le siège de vitesses de déformation intenses. Cependant, l'intensité des déformations finies et des paléo- ou actuelles vitesses de déformation au sein des zones de cisaillement est également difficile à déterminer (*e.g.*, Boutonnet, 2011; Boutonnet *et al.*, 2012). Des zones de chevauchement pluri-kilométriques dans les chaînes de collision continentale (*e.g.*, Bhattacharya, 1987; Burg *et al.*, 1981; Law *et al.*, 1986; Mattauer, 1975) attestent qualitativement de déformations finies intenses (mylonites et ultramylonites) ainsi que de variations spatiales de la quantité de cisaillement au travers de la zone de cisaillement (*e.g.*, Mohanty et Ramsay, 1994; Ramsay, 1980; Ramsay et Graham, 1970). La détermination de profils de vitesses de déformation au travers d'une zone de cisaillement constitue un exercice complexe, d'autant plus que la distribution de la cinématique peut varier dans le temps en fonction des conditions limites (*e.g.*, changement de l'état des contraintes tectoniques) et des paramètres internes physiques (et chimiques).

La résistance mécanique des roches constitue le facteur reliant les contraintes à la manière dont se déforment les roches (rhéologie). Cette rhéologie se définit différemment selon le comportement considéré : fragile ou ductile. Le comportement rhéologique fragile est relativement bien cerné et documenté, en particulier grâce aux nombreuses expériences mécaniques en laboratoire (Paterson et Wong, 2005). Au contraire, le comportement rhéologique ductile, caractérisant les domaines profonds est bien moins contraint. La déformation localisée dans l'espace y fait appel à des processus plus complexes d'interrelations entre déformation et instabilité de l'anisotropie mécanique dans le temps (Poirier, 1980).

La rhéologie ductile implique la non-linéarité de la viscosité — dite non-Newtonienne — qui dépend alors des paramètres intrinsèques des roches, des contraintes appliquées et de la température. La résistance effective interne de la zone de cisaillement, *i.e.* la viscosité, est contrôlée par la nature des lithologies soumises aux contraintes, mais également par son architecture interne (structure, texture). La déformation à son tour, induit par définition des modifications internes, génère de nouvelles hétérogénéités, qui conduisent à de nouvelles instabilités du flux, et ce à différentes échelles (*e.g.*, Braun *et al.*, 1999; Le Pourhiet *et al.*, 2013; Poirier, 1980;

Stewart *et al.*, 2000; Warren et Hirth, 2006). En raison de la variation, au cours de la déformation, des conditions physiques environnantes (pression-température) des roches impliquées, différentes paragenèses métamorphiques peuvent se développer et des fluides métamorphiques être libérés au cours de la déformation, impliquant des changements des propriétés mécaniques de la roche potentiellement significatives (*e.g.*, Peacock, 1990b). La circulation de fluides (issus de la deshydratation métamorphique ou de sources externes), favorisée par l'augmentation de la perméabilité de la zone cisailée (par réduction de la taille des grains par exemple) peuvent également mener à des réorganisations paragenétiques sur leur parcours (*e.g.*, Angiboust et Agard, 2010; Beach, 1973, 1976; Beach et Fyfe, 1972; Dipple et Ferry, 1992; Peacock, 1990a). En outre, pour un matériau idéalement homogène et isotrope donné, la viscosité effective varie également de manière inverse en fonction de la température. L'évolution de la température dans les zones de cisaillement provoque donc des variations des propriétés mécaniques internes dans le temps et l'espace, et par conséquent affecte la part de chaleur produite par shear heating. Le rôle de l'ensemble de ces interactions fortes entre résistance mécanique interne, vitesse de déformation et température dans l'évolution thermique des zones de cisaillement demeure cependant mal contraint.

Au regard de l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement, l'implication de la variabilité de la résistance mécanique et par conséquent du shear heating nécessite d'être analysée. Plusieurs questions se posent :

- La perturbation des isothermes peut-elle être aussi intense que dans les cas à viscosité constante ?
- Quel est le véritable rôle de l'évolution non-linéaire de la viscosité sur le champ thermique ?
- Dans quelle mesure la variabilité du profil cinématique peut affecter le budget thermique d'une zone de cisaillement ?

Afin de répondre à ces questions, je me suis servie du code numérique thermo-cinématique 2-D décrit précédemment en le modifiant pour intégrer la non-linéarité de la viscosité et l'hétérogénéité des vitesses de déformation au travers de la zone de cisaillement. Il pourrait paraître paradoxal, à première vue, de vouloir répondre à des problèmes thermo-mécaniques par le biais de moyens qui ne prennent pas en compte les équations de la mécanique. Néanmoins, l'usage d'un tel code numérique présente l'avantage de contrôler la définition de chaque champ paramétrique (*e.g.*, vitesse, viscosité) dans l'ensemble du modèle afin d'en analyser précisément l'impact.

En effet, les variations de la distribution des vitesses de déformation dans le temps ne peuvent être intégrées aisément, mais peuvent cependant être examinées en testant différents profils cinématiques de la zone de cisaillement. Quant à la variabilité de la résistance mécanique, la non-linéarité de la viscosité dans le domaine ductile est implémentée, au même titre que la définition de la rhéologie fragile. Dans un domaine où la cinématique est contrôlée, la

dépendance de la viscosité non-Newtonienne aux contraintes se convertit en une dépendance aux vitesses de déformation (*cf.* section suivante). Afin de mieux exposer les interrelations avec l'évolution thermique, il est proposé par la suite de considérer séparément (i) les variations de la répartition des vitesses de déformation et (ii) la dépendance de la viscosité à la température et aux vitesses de déformation. Le cas des zones de chevauchement intra-continentales est une fois de plus considéré pour l'application numérique.

7.2 Évolution du modèle numérique thermo-cinématique 2-D

7.2.1 Équations mises en jeu

Seuls les termes d'advection, de diffusion et de shear heating sont ici considérés dans l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \cdot \nabla^2 T - \vec{V} \cdot \nabla T + \frac{Hs}{\rho C_p} \quad (7.1)$$

où, ρ , C_p et κ correspondent respectivement, comme précédemment, à la densité, la capacité calorifique et la diffusivité thermique. Le terme $\vec{V} \cdot \nabla T$ définit l'advection du champ de température T par le champ vectoriel de la vitesse \vec{V} . La production de chaleur radiogénique n'est pas considérée. Le shear heating Hs est fonction des tenseurs des contraintes et des vitesses de déformation ($\sigma_{i,j}$ et $\dot{\epsilon}_{i,j}$, respectivement) et peut s'exprimer selon la convention de la sommation d'Einstein selon :

$$Hs = \sigma_{i,j} \cdot \dot{\epsilon}_{i,j} \quad (7.2)$$

où i et j correspondent successivement aux deux axes directeurs x et z du domaine 2-D modélisé. Le tenseur des vitesses de déformation quantifiant les contrastes de vitesse dans l'espace se définit par la matrice symétrique suivante :

$$\dot{\epsilon}_{i,j} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial V_i}{\partial j} + \frac{\partial V_j}{\partial i} \right) \quad (7.3)$$

L'intensité de la vitesse de déformation, donnée par le second invariant du tenseur, $\dot{\epsilon}_{II}$, correspond à :

$$\dot{\epsilon}_{II} = \sqrt{|\dot{\epsilon}_{x,x} \cdot \dot{\epsilon}_{z,z} - \dot{\epsilon}_{x,z}^2|} \quad (7.4)$$

Pour un milieu isotropique et incompressible (premier invariant $\dot{\epsilon}_I$ nul), les seconds invariants du tenseur des contraintes, σ_{II} , et de celui des vitesses de déformation, $\dot{\epsilon}_{II}$, sont reliés par la viscosité effective η comme suit :

$$\sigma_{II} = \eta \cdot \frac{V}{h} = 2 \eta \dot{\epsilon}_{II} \quad (7.5)$$

Par conséquent, Hs (Eq. 7.2) peut être exprimé en fonction de η et $\dot{\epsilon}_{II}$:

$$Hs = 4 \eta \dot{\epsilon}_{II}^2 \quad (7.6)$$

La loi de comportement par fluage-dislocation gouverne la rhéologie des matériaux non-Newtoniens :

$$\dot{\epsilon}_{II} = A \left(\frac{\sigma_{II}}{2F} \right)^n \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \quad (7.7)$$

où R est la constante des gaz parfaits et F est un coefficient sans dimension défini par le type d'expérience sur lequel la loi de fluage est basée. Pour le cas du cisaillement simple ici considéré, $F = 2^{(1-2n)/n}$. n , A et E représentent les trois paramètres de fluage propres au matériel considéré. n est l'exposant aux contraintes, A est un paramètre propre au matériel (parfois dénommée selon l'écriture communément utilisée de l'équation 7.7 : e.g., "the pre-exponential stress constant", Burov et Watts, 2006) et E correspond à l'énergie d'activation. Les valeurs de ces trois paramètres de fluage sont déterminées empiriquement, considérées comme quasi indépendantes des contraintes et des températures environnantes dans les gammes de valeurs concernées par les problèmes géologiques (Ranalli et Murphy, 1987).

À partir de la précédente relation fondamentale (Eq. 7.7) et de l'équation. 7.5, la viscosité effective en domaine ductile, dénommée pour l'étude η_D , correspond à :

$$\eta_D = F \dot{\epsilon}_{II}^{1-n/n} \cdot \left(\frac{1}{A} \cdot \exp \left(\frac{E}{RT} \right) \right)^{1/n} \quad (7.8)$$

En utilisant les équations 7.6 et 7.8, l'énergie produite par shear heating en domaine ductile (i.e., réchauffement visqueux, ang. *viscous heating*) correspond alors à une fonction du second invariant du tenseur des vitesses de déformation $\dot{\epsilon}_{II}$, de la température T et des paramètres de fluage n , A et E :

$$H_{sD} = \dot{\epsilon}_{II}^{1+n/n} \cdot \left(\frac{2}{A} \cdot \exp \left(\frac{E}{RT} \right) \right)^{1/n} \quad (7.9)$$

Dans le domaine fragile, le shear heating H_s (i.e., réchauffement frictionnel, ang. *frictionnal heating*) est calculé sur la base de l'équation 7.6 en utilisant une "viscosité fragile" ("like-brittle viscosity") η_B calculée à partir de la loi de Byerlee (1968) :

$$\begin{cases} \tau_{lim} = 0.85 \cdot \sigma_N & \sigma_N \in [3 \text{ MPa}, 200 \text{ MPa}] \\ \tau_{lim} = 0.6 \cdot \sigma_N + 60 & \sigma_N \in [200 \text{ MPa}, 1.7 \text{ GPa}] \end{cases} \quad (7.10)$$

où τ_{lim} exprime les contraintes tangentielles minimales requises pour qu'un glissement s'opère le long d'un plan sous des contraintes normales σ_N . Nous considérons ici que σ_N correspond à la seule pression lithostatique, et négligeons donc, par souci de simplification l'effet de la pression des fluides et des contraintes tectoniques. Par analogie avec l'équation 7.5, la "viscosité fragile" pour les domaines fragiles est calculée telle que :

$$\eta_B = \frac{\tau_{lim}}{2 \dot{\epsilon}_{II}} \quad (7.11)$$

De l'équation 7.6, le shear heating dans le domaine fragile, H_{sB} , est donc défini selon :

$$H_{sB} = 2 \tau_{lim} \cdot \dot{\epsilon}_{II} \quad (7.12)$$

H_{sB} ne dépend donc pas directement de la "viscosité fragile" mais suit une relation de proportionnalité aux contraintes tangentielles τ_{lim} et à l'intensité des vitesses de déformation $\dot{\epsilon}_{II}$. Le shear heating au sein de la zone de cisaillement, H_{sSZ} , est alors calculé selon l'équation 7.6

après avoir défini la viscosité effective de la zone de cisaillement η_{SZ} comme la valeur minimale entre η_B et η_D], définissant ainsi la transition fragile-ductile (ang. *brittle-ductile transition*, BDT).

7.2.2 Configuration du modèle

Afin d'examiner l'impact de la variabilité de la rhéologie non-linéaire sur l'évolution thermique aux abords des chevauchements d'échelle lithosphérique, le code numérique thermo-cinématique 2-D introduit dans le chapitre 2 (page 15, Duprat-Oualid *et al.*, 2013) a été amélioré, permettant ainsi de traiter indépendamment chaque processus (*e.g.*, profil cinématique de la zone de cisaillement, viscosité non-linéaire). Les modèles sont basés sur une représentation 2-D de la lithosphère continentale où la croûte est traversée par un unique chevauchement (cf. Fig.7.1). Ce dernier est simulé en imposant un contraste de vitesse entre le bloc inférieur plongeant à une vitesse V_c colinéaire au chevauchement et le bloc supérieur considéré fixe. Aucune composante décrochante n'est considérée. Dans chaque simulation, le pendage initial θ de la zone de chevauchement est fixé à 15° . La vitesse de convergence V_c est fixée à 2 cm.yr^{-1} soit l'ordre de grandeur établi pour le MCT (*e.g.*, Bilham *et al.*, 1997; Kohn *et al.*, 2004). La zone de cisaillement est caractérisée par une épaisseur h et un profil cinématique interne constant au cours de l'activité du chevauchement. Les paramètres utilisés dans le modèle sont résumés dans le tableau 7.1.

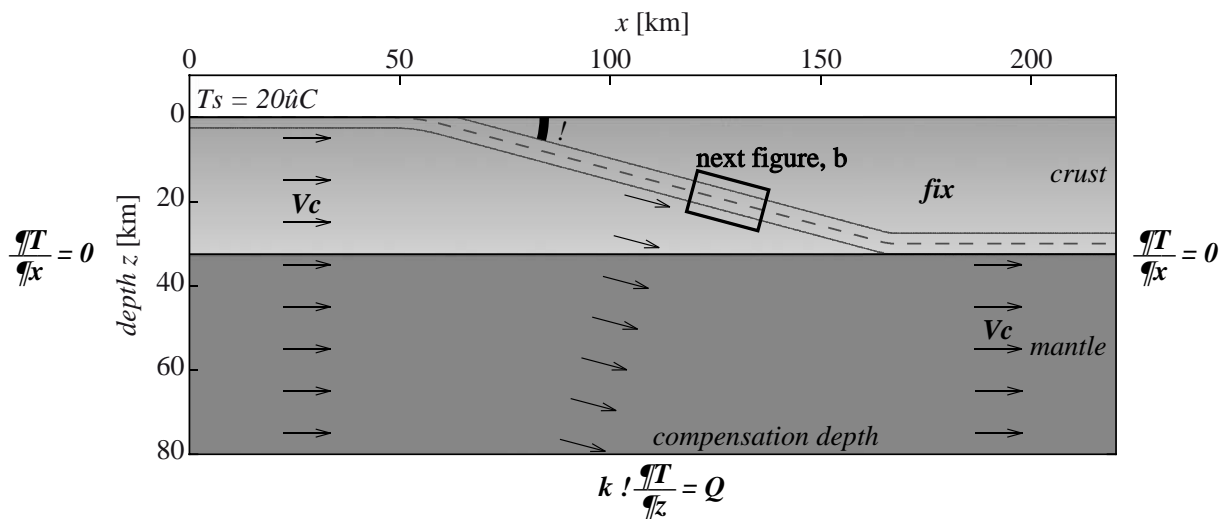


FIGURE 7.1 – Configuration du modèle montrant la morphologie initiale (toutes particules représentées), le champ cinématique imposé et les conditions thermiques limites. Le domaine délimité par les lignes continues grises et centré sur la ligne en tirets représente la zone déformée au sein de laquelle le profil cinématique est contrôlé. V_c et θ correspondent à la vitesse de convergence et pendage du chevauchement, respectivement. La température en surface T_s , le flux thermique mantellique Q et la conductivité thermique k sont constants. Un flux thermique horizontal nul est appliqué comme condition aux limites latérales du modèle (bordures isolées). L'équilibre isostatique est calculé à chaque pas de temps.

Une grille Eulérienne régulière de résolution spatiale 1 km définit la structure de base pour les calculs numériques. Des particules distribuées initialement de manière aléatoire assurent l'advection des propriétés des roches et de la température au cours du temps. Le champ de vitesse est défini sur chacune d'entre elles en fonction de la distance au cœur de la zone de

SYMBOL	VALUE	UNIT	PARAMETER
x, z	—	m	space coordinates
t	—	s	time
T	—	$K, ^\circ C$	temperature
T_s	20	$^\circ C$	surface temperature
V_c	2	$cm.yr^{-1}$	convergence rate
V	—	$m.s^{-1}$	velocity
$\dot{\epsilon}$	—	s^{-1}	strain rate [Eq. 7.3]
σ	—	Pa	stress [Eq. 7.5]
σ_N	—	Pa	normal stress
τ	—	Pa	tangential stress
η_B	—	$Pa.s$	"like-brittle" viscosity [Eq. 7.11]
η_D	—	$Pa.s$	"ductile" viscosity [Eq. 7.8]
η_{SZ}	—	$Pa.s$	shear zone effective viscosity
H_{sB}	—	$W.m^{-3}$	"like-brittle" shear heating [Eq. 7.12]
H_{sD}	—	$W.m^{-3}$	"ductile" shear heating [Eq. 7.9]
H_{sSZ}	—	$W.m^{-3}$	shear zone shear heating [Eq. 7.6]
θ	15	$^\circ$	thrust dip angle
h	—	m	thrust thickness
ρ_C	2800	$kg.m^{-3}$	crust density
ρ_M	3300	$kg.m^{-3}$	mantle density
C_p	1000	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	heat capacity
k	3	$W.m^{-1}.K^{-1}$	thermal conductivity
Q	40	$mW.m^{-2}$	mantle heat flux
n	—	—	stress exponent
A	—	$Pa^{-n}.s^{-1}$	material factor
E	—	$J.mol^{-1}$	activation energy

TABLE 7.1 – Paramètres de l'étude. Les paramètres sans valeur attribuée sont variables ou calculés dans les modèles.

cisaillement. Au travers de la zone de cisaillement, quatre types de profils cinématiques, symétriques, caractérisant différents degrés de la localisation de la déformation sont définis (Fig. 7.2a) :

- Une vitesse de cisaillement homogène, $\dot{\epsilon}_1 = 0.5 V_c/h$, conduit à une augmentation linéaire de la vitesse vers la base du chevauchement.
- Une augmentation linéaire de la vitesse de déformation des bordures vers le cœur de la zone de cisaillement induit un profil des vitesse suivant une loi polynomiale de degré 2.
- Un profil de $\dot{\epsilon}_{II}$ suivant une loi de distribution de probabilité normale (Gaussienne) définissent un stade intense de la localisation de la déformation cisailante. Il se caractérise par l'intensité maximale de la vitesse de déformation atteinte au cœur de la zone de cisaillement : $5\dot{\epsilon}_1$.

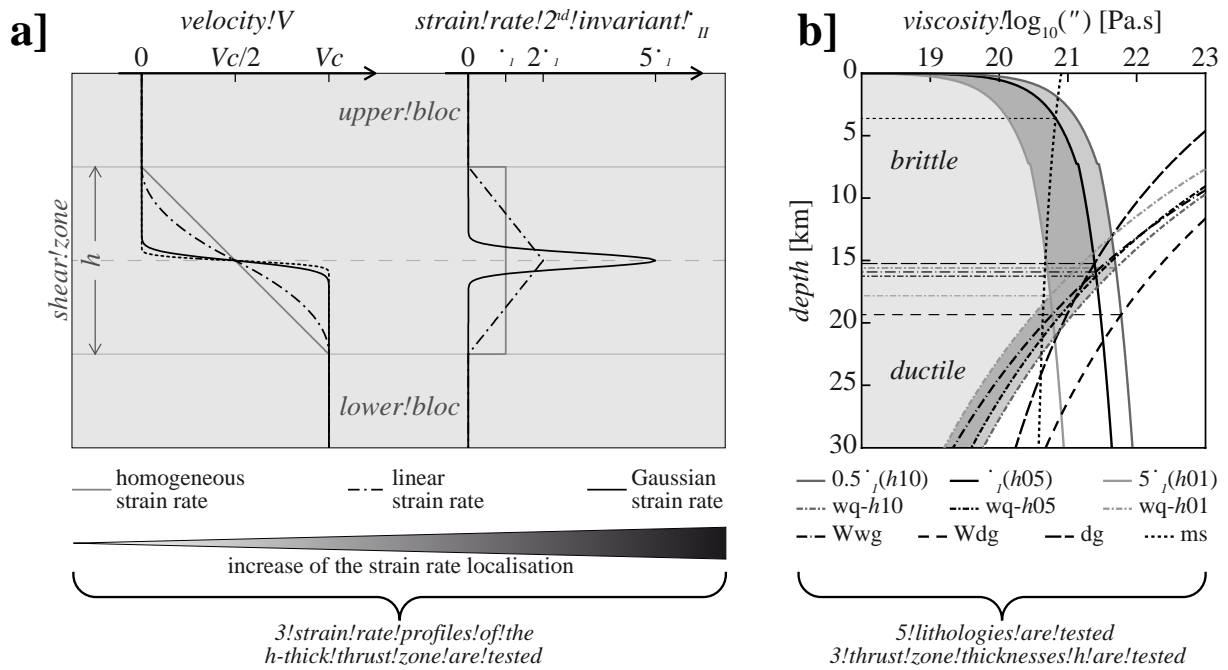


FIGURE 7.2 – a) Les trois profils cinématiques utilisés dans cette étude présentant : à droite, l'intensité des vitesses de déformation $\dot{\epsilon}_{II}$; à gauche, les vitesses absolues V . b) Profils de viscosité initiale en fonction de la profondeur. Les lignes continues en gras représentent les "viscosités fragiles" η_B pour différentes vitesses de déformation. $\dot{\epsilon}_1$ est pris comme référence (cf. texte) avec $V_c = 2 \text{ cm.yr}^{-1}$ et $h = 5 \text{ km}$ (h05). $0.5 \dot{\epsilon}_1$ correspond à une épaisseur $h = 10 \text{ km}$ (h10). $5 \dot{\epsilon}_1$ correspond à une épaisseur $h = 1 \text{ km}$ (h01). Les différentes lignes discontinues en gras représentent les viscosités ductiles η_D pour différentes lithologies wq , Wdg , Wwg , dg et ms référencées dans le tableau 7.2. Pour la lithologie wq , les trois courbes correspondent aux trois vitesses de déformation considérées (fonction de h). Les zones colorées de différentes teintes de gris représentent les enveloppes de viscosité respectives. Les η_D pour les autres lithologies sont basées sur $\dot{\epsilon}_1$. Les lignes fines discontinues montrent profondeurs de la transition fragile-ductile (BDT) pour chacune des lithologies et vitesses de déformation précédemment décrites.

Pour la partie thermique, à chaque pas de temps, les viscosités η_B et η_D sont dans un premier temps calculées localement sur chaque particule à partir des équations 7.8 et 7.11. Le shear heating H_{sSZ} est ensuite calculé (Eq. 7.6) sur le champ de particules puis est interpolé sur les nœuds de la grille. L'équation de la chaleur (Eq. 7.1, sans le terme d'advection) est enfin résolu de manière implicite par différences finies sur la grille selon la même méthode décrite dans l'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013).

Cinq combinaisons de paramètres de fluages sont testées (Tab. 7.2). Les enveloppes de viscosités correspondantes sont présentées dans la figure 7.2b. Les quatre premières définissent des rhéologies résistantes et se réfèrent à une quartzite (wq) et à trois granites (Wwg , Wdg et dg). Les combinaisons wq et Wwg correspondent à des expériences réalisées en présence de phase liquide dans la chambre de confinement de l'échantillon (ang. *wet*). Les deux autres combinaisons résultent de tests sur échantillons secs (ang. *dry*). Les combinaisons de paramètres de fluages établies empiriquement sur des échantillons de quartzite sont communément utilisées pour représenter la rhéologie de la croûte continentale, en particulier la croûte supérieure (e.g., Beaumont *et al.*, 2004; Bollinger *et al.*, 2006; Burov et Watts, 2006; Duretz *et al.*, 2011; Faccenda *et al.*, 2009; Gerya et Meilick, 2011; Jamieson *et al.*, 2004). La cinquième combinaison correspond

CREEP PARAMETERS	REFERENCES
Wet quartzite $\Rightarrow wq$	Ranalli et Murphy (1987)
n 2.3	
A $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$	
E $154 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	
Westerly wet granite $\Rightarrow Wwg$	Hansen et Carter (1983)
n 1.9	
A $2.0 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$	
E $140.6 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	
Westerly dry granite $\Rightarrow Wdg$	Hansen et Carter (1983)
n 3.3	
A $2.0 \cdot 10^{-6} \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$	
E $186.6 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	
dry granite $\Rightarrow dg$	Ranalli et Murphy (1987)
n 3.2	
A $1.3 \cdot 10^{-9} \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$	
E $123 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	
micaschiste SS (strongly temperature-dependant) $\Rightarrow ms$	Shea et Kronenberg (1992)
n 31 ± 1	
A $1.3 \cdot 10^{-67} \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$	
E $98 \pm 9 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	

TABLE 7.2 – Paramètres de fluage testés dans cette étude.

à un micaschiste (*ms*). Elle se distingue des quatre premières par une résistance largement inférieure à basse et moyenne température (jusqu'à environ 20 km de profondeur) mais qui devient supérieure au-delà (Fig. 7.2b).

7.3 Résultats

Les résultats de plusieurs séries de simulations numériques sont présentés :

- 1 – Les évolutions rhéologique et thermique au cours du temps [combinaison wq , $h = 5 \text{ km}$ et $\dot{\epsilon}_{II}$ linéaire].
- 2 – L'impact de l'épaisseur h de la zone de chevauchement [combinaison wq et $\dot{\epsilon}_{II}$ homogène inversement proportionnel à h].
- 3 – L'influence de la variabilité du profil cinématique [combinaison wq et $h = 5 \text{ km}$].
- 4 – L'impact de la lithologie considérée associée à la variabilité du profil cinématique [$h = 5 \text{ km}$].

Au regard de l'importance du shear heating, et plus particulièrement de la viscosité, mise en évidence dans les chapitres précédents, seuls les résultats issus de la première et de la quatrième séries sont présentés ci-dessous. Les résultats de la deuxième et de la troisième série

sont exposés et décrits en annexe B page 315 : sections annexes B.1 (page 315) et B.2 (page 317), respectivement. Pour examiner l'évolution rhéologique et thermique de chaque modèle, les résultats présentés regroupent le champ de la viscosité η_{SZ} , le champ du shear heating H_{SZ} , le champ thermique T et le champ du gradient vertical de la température $\partial T/\partial z$.

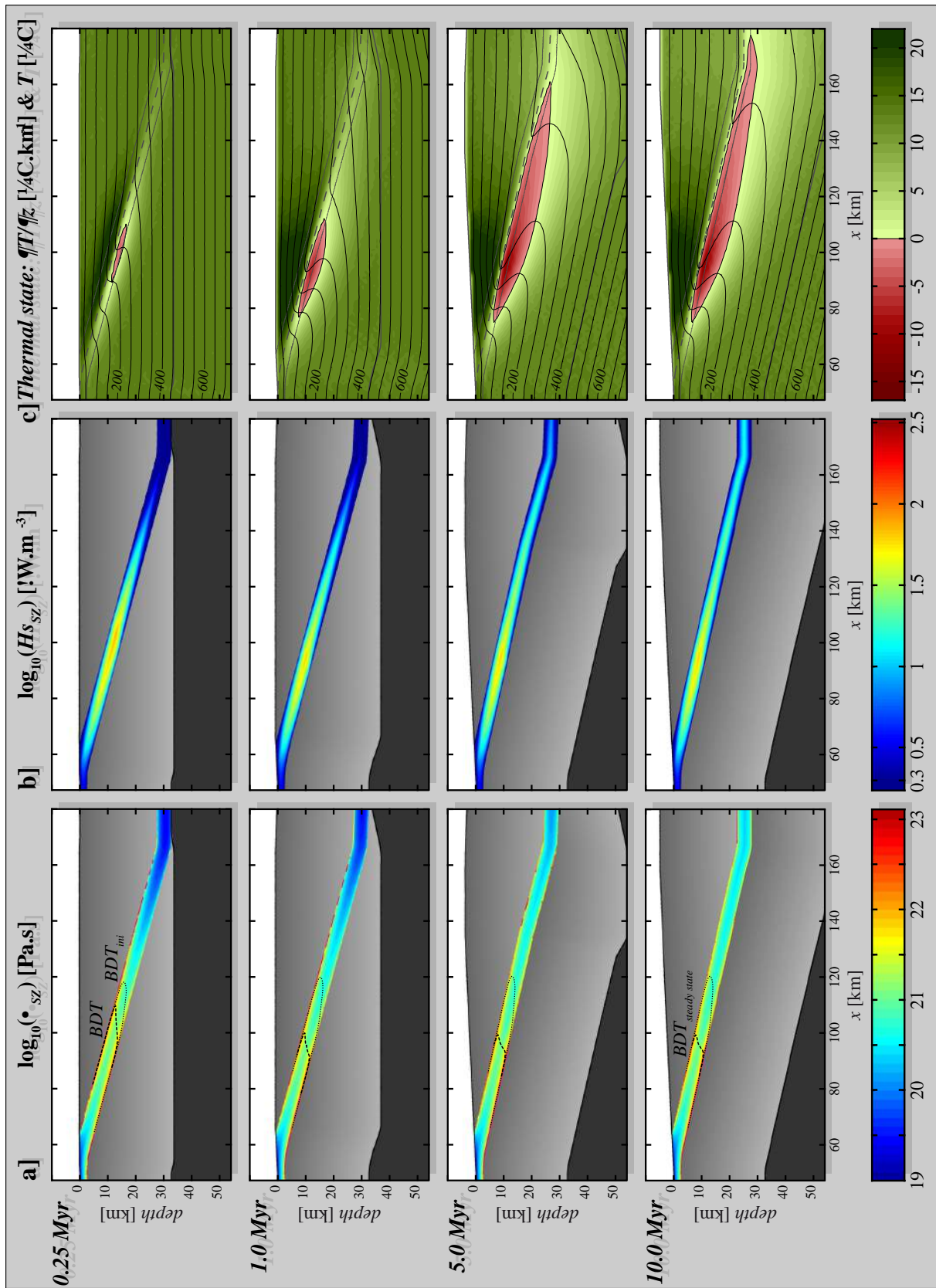
7.3.1 Évolution de la rhéologie et de la température au cours du temps

Les résultats de la simulation 1 [combinaison wq , $h = 5 \text{ km}$ et $\dot{\epsilon}_{II}$ linéaire] au cours du temps sont présentés à 0.25, 1, 5 et 10 *Myrs* sur la figure 7.3. De façon générale, au cœur de la zone de chevauchement, *i.e.* où la déformation cisailante est la plus intense (profil linéaire, Fig. 7.2a), les viscosités atteignent des valeurs comprises entre $\sim 10^{20.5}$ et $\sim 10^{21.5} \text{ Pa.s}$ (Fig. 7.3a). De telles valeurs impliquent nécessairement une contribution du shear heating (R_{Pro}) significative au budget thermique, voire dominante si l'on considère que la majorité de la déformation s'effectue sur une épaisseur $\leq 0.5 h$ (Fig. 4 de l'article 2, Duprat-Oualid *et al.*, 2015, chapitre 3, page 43).

Initialement, la transition fragile-ductile (BDT) — identifiant le maximum de résistance du domaine cisailé — est classiquement localisée à une profondeur d'environ 15 à 20 *km* (Fig. 7.3a). La chaleur produite par shear heating y atteint, par conséquent, un maximum initialement élevé de l'ordre de $10^2 \mu\text{W.m}^{-3}$ (Fig. 7.3b) et provoque une élévation importante de la température (Fig. 7.3c). Cela engendre une remontée rapide des isothermes de la croûte intermédiaire ainsi que de la BDT vers des domaines plus superficiels (Fig. 7.3a, $t = 0.25 \text{ Myrs}$). En réponse à l'intensité et la distribution du shear heating, une inversion thermique se développe rapidement, concentrée principalement autour de la BDT ($\partial T/\partial z \leq 0$; Fig. 7.3c).

Lorsque la zone de cisaillement se réchauffe, la viscosité thermo-dépendante η_D du matériel qui la compose décroît progressivement au cours du temps. Par conséquent la quantité totale de chaleur produite par shear heating se trouve également diminuée. Néanmoins, malgré la baisse du shear heating, aucune déflexion négative des isothermes n'est observée au cours du temps dans l'ensemble de la zone de cisaillement. Cela atteste d'un réchauffement interne efficace permettant de contrebalancer le refroidissement de la zone de chevauchement par l'advection du bloc inférieur initialement plus froid. En conséquence, cette configuration de la zone de chevauchement (réaliste) associée à une rhéologie élevée de type wq (classiquement utilisée dans les modèles numériques) conduit à la domination de la perturbation thermique par shear heating sur la perturbation thermique par advection au cours de l'activité chevauchante : $R_{Pro} > R_{Adv}$.

FIGURE 7.3 (following page) – Évolution dans le temps (de haut en bas : 0.25, 1, 5 et 10 *Myrs*) des champs a) de la viscosité η_{SZ} en \log_{10} , b) du shear heating H_{SZ} en \log_{10} et c) de l'état thermique comprenant le champ thermique T (lignes noires : isothermes) et le champ du gradient thermique vertical $\partial T/\partial z$ (fond coloré) [wq , $h = 5 \text{ km}$, $\dot{\epsilon}_{II}$ linéaire]. L'état thermique stationnaire (*ang. steady state*) est atteint avant 10 *Myrs*. Sur a), les transitions fragile-ductile (BDT) initiale et au temps considéré sont représentées par les lignes pointillées fines et épaisses, respectivement. Sur c), la zone rose correspond au domaine concerné par l'inversion thermique instantanée verticale ($\partial T/\partial z \leq 0$).



La vitesse de déformation étant constante et la production de chaleur interne décroissante au cours du temps, le budget thermique de la zone de chevauchement s'équilibre rapidement et un état thermique stationnaire est atteint avant 10 *Myrs* de convergence. À l'état stationnaire, la BDT s'est déplacée de 5 à 10 *km* vers la surface. Les températures au sein de la zone de chevauchement ne sont pas drastiquement différentes de l'état initial avec des écarts de l'ordre de la centaine de degrés maximum. Les viscosités maximales correspondant à la BDT restent par conséquent à des valeurs élevées de l'ordre de 10^{21} *Pa.s*, et le shear heating s'y établit à plus de $10^{1.5}$ $\mu\text{W.m}^{-3}$ sur le long terme. Les effets associés du shear heating et de l'advection permettent le développement d'une inversion du champ thermique instantané sur plusieurs kilomètres d'épaisseur au sommet du bloc plongeant. L'intensité des gradients thermiques verticaux perturbés y atteint des valeurs relativement importante d'une dizaine de $^{\circ}\text{C.km}^{-1}$.

7.3.2 Influence de la lithologie associée à la variabilité du profil cinématique

La figure 7.4 reflète l'impact des combinaisons de paramètres de fluages sélectionnées (Tab. 7.2) en parallèle de la variabilité du profil cinématique (Fig. 7.2a) sur le champ thermique une fois l'état stationnaire atteint ($t = 10$ *Myrs*). Ces résultats révèlent des évolutions thermiques significativement distinctes en fonction de la lithologie considérée, mais également entre différentes combinaisons propres à des lithologies censées être équivalentes (granite *Wdg* et *dg*).

7.3.2.1 Quartzite et granites : des rhéologies résistantes représentatives de la croûte, mais significativement dissemblables

La quartzite est communément considérée comme un équivalent mécanique des roches quartzofeldspathiques (*e.g.*, Dell'Angelo et Tullis, 1986), et à ce titre, est fréquemment utilisée dans les modèles numériques pour représenter le comportement mécanique de la croûte continentale, et en particulier celui de la croûte supérieure (*e.g.*, Beaumont *et al.*, 2004; Bollinger *et al.*, 2006; Burov et Watts, 2006; Cloetingh et Burov, 1996; Gerya et Meilick, 2011; Jamieson *et al.*, 2004). De nombreuses combinaisons de paramètres de fluage pour la quartzite existent dans la littérature : *e.g.*, sur échantillon brut ("dry") : Jaoul *et al.* (1984); Shelton et Tullis (1981), et sur échantillon en présence d'eau ("wet") : *e.g.*, Gleason et Tullis (1995); Hirth *et al.* (2001); Kronenberg et Tullis (1984); Kuznir et Park (1987); Ranalli et Murphy (1987); Rutter et Brodie (2004). Cependant, la réduction de la complexité de la composition chimique et minéralogique de la croûte à une lithologie mono-cristalline a souvent été questionnée dans la littérature (*e.g.*, Kirby, 1983; Kirby et Kronenberg, 1987; Paterson et Luan, 1990). Les paramètres de fluages considérés définissent de manière sensible le partitionnement rhéologique des domaines modélisés, ayant pour conséquence majeure le risque de résultats numériques erronés (*e.g.*, Paterson, 1987; et l'échange cordialement houleux entre Ranalli (2003) et Burov (2003)). Pour des lithologies silicatées poly-minérales comme les granites, les études établissant des combinaisons de paramètres empiriques de fluage sont beaucoup plus rares (*e.g.*, Hansen et Carter (1983); Ranalli et Murphy (1987)).

Dans cette étude, les combinaisons de paramètres empiriques de fluage d'une quartzite "wet" (*wq* : Ranalli et Murphy, 1987), d'un granite "wet" (*Wwg* : Hansen et Carter, 1983) et de deux granites "dry" (*Wdg* : Hansen et Carter, 1983 et *dg* : Ranalli et Murphy, 1987) ont été testées au regard de leur influence sur l'évolution thermique autour du chevauchement modélisé

(Tab. 7.2 et Fig. 7.4). Quel que soit le profil cinématique utilisé pour la zone de cisaillement, les champs thermiques stationnaires ($t = 10 \text{ Myrs}$) calculés sur la base des lithologies avec adjonction d'eau, wq et Wwg , sont tout à fait semblables (Fig. 7.4). L'illustration par le champ du gradient géothermique atteste de perturbations thermiques identiques en terme d'intensité et de localisation de l'extremum du gradient négatif ($BDT \sim$ identiques), et de l'étendue spatiale de l'inversion. Ces résultats reflètent ainsi la similarité des trois paramètres de fluage qui composent chacune des deux combinaisons (Tab. 7.2 et Fig. 7.2b). Cela confirme l'analogie considérée de la quartzite aux roches ignées silicatées.

Cependant, les résultats issus de combinaisons pour des lithologies comparables (les deux granites "dry") présentent des différences significatives (Fig. 7.4). Le granite "dry" de Westerly Wdg de Hansen et Carter (1983) implique une contribution du shear heating considérablement plus importante que le même granite "wet" Wwg des mêmes auteurs, traduisant ainsi l'affaiblissement mécanique induit par l'adjonction de fluides lors de la déformation. Au contraire, l'utilisation du granite "dry" dg de Ranalli et Murphy (1987) conduit à une perturbation thermique sensiblement moindre par rapport à Wdg : les températures au sein de la zone de chevauchement sont bien moins élevées et par conséquent, l'inversion du gradient géothermique est significativement moins marquée avec une intensité et une étendue spatiale environ deux fois moins importantes.

L'enveloppe initiale de viscosité de dg est caractérisée par (i) une BDT localisée à une profondeur similaire à celle des lithologie "wet", mais (ii) une résistance plus forte dans le domaine ductile (Fig. 7.2b). Cela explique (i) la similitude des intensités maximales de la perturbation atteintes dans les trois cas wq , Wwg et dg , ainsi que (ii) le prolongement plus marqué de l'inversion en profondeur (régime ductile) le long du chevauchement pour dg . Au contraire, l'enveloppe initiale de viscosité du cas Wdg traduit une BDT approfondie de quelques 5 km par rapport aux trois autres cas, ainsi qu'une viscosité η_D toujours supérieure (Fig. 7.2b). Le réchauffement soutenu par shear heating permet la remontée de la BDT à une profondeur proche de celles des BDT pour les trois autres cas. Le maintien de la perturbation thermique intensément développée traduit une rhéologie ductile demeurant plus résistante que celle des trois autres cas.

La similarité des conséquences thermiques relatives au cas du granite "dry" dg avec les cas des lithologies "wet" (wq et Wwg) est en contradiction avec l'effet affaiblissant des fluides. Les différences majeures des évolutions thermiques relatives aux deux granites "dry" témoignent d'autant plus nettement de l'impact de combinaisons de paramètres de fluage différentes malgré des lithologies théoriquement identiques. Les paramètres de fluages déterminés pour des roches poly-minérales, bien que de même famille lithologique, attestent de différences aux conséquences capitales sur l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement. Cela suppose donc que des variations de la composition minéralogique, dans les gammes réservées aux granites, impliquent des résistances mécaniques foncièrement différentes. Ces résultats remettent également en question le principe d'analogie de la quartzite à l'ensemble des roches ignées silicatées poly-minérales caractérisant la croûte supérieure.

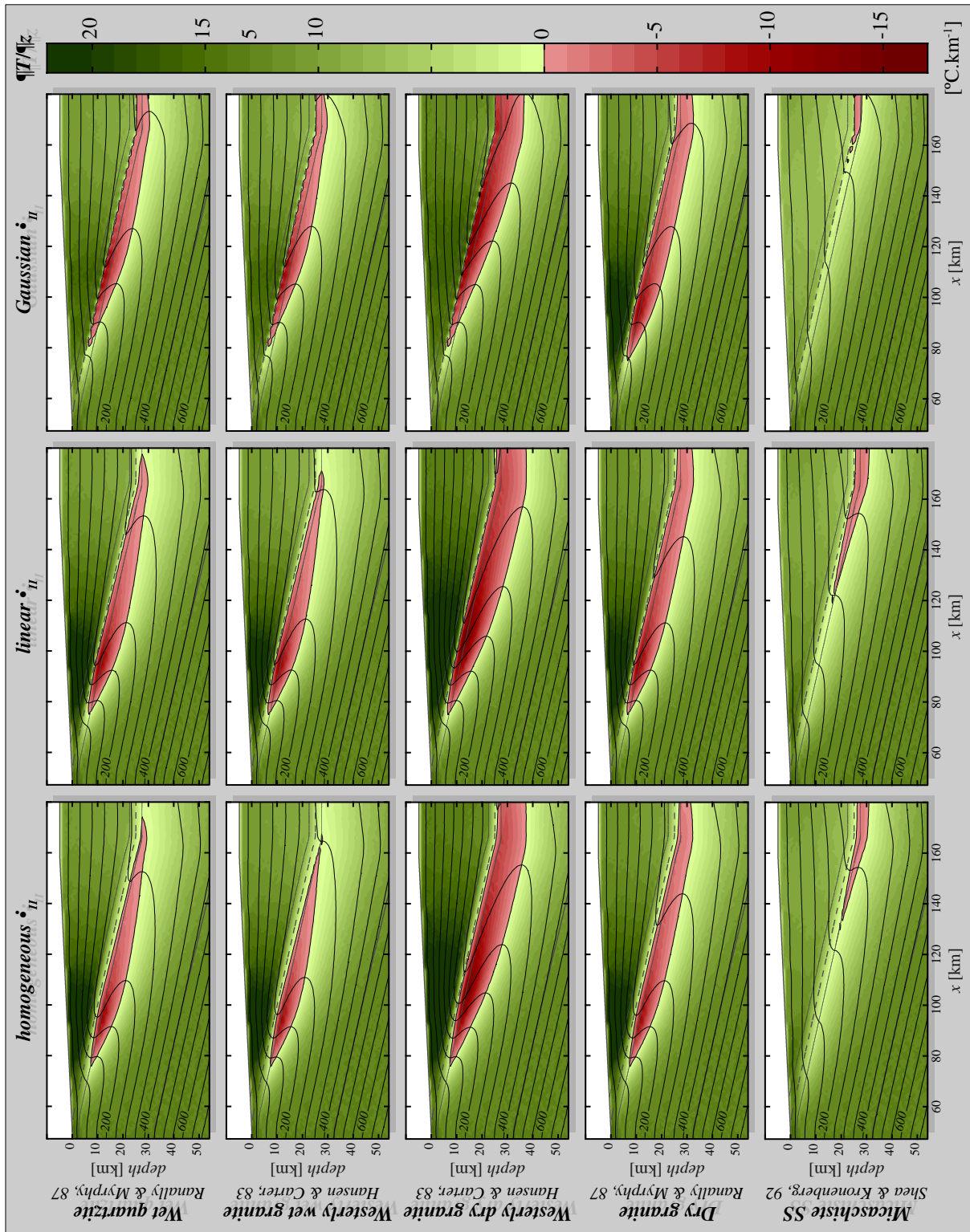


FIGURE 7.4 – État stationnaire ($t = 10$ Myrs) du gradient géothermique (fond coloré) et du champ thermique (lignes noire : isothermes) pour chacune des combinaisons de paramètres de fluages propres aux cinq lithologies référencées dans le tableau 7.2 (axe vertical). Horizontalement, les trois premiers profils cinématiques sont utilisés : $\dot{\epsilon}_{II}$ homogène, linéaire, et première Gaussienne (Fig. ??a). La zone rose correspond au domaine concerné par l'inversion thermique instantanée verticale ($\partial T / \partial z \leq 0$). L'épaisseur totale de la zone de cisaillement est fixée à $h = 5$ km.

Néanmoins, les granitoïdes purs (non-déformés initialement) ne composent pas les zones de cisaillement lithosphériques. Au contraire, la déformation, avec la réduction de la taille de grains et le partitionnement subséquent de la déformation le long de plans de foliation plus faibles canalisant la déformation (*e.g.*, Braun *et al.*, 1999; Hobbs *et al.*, 1990; White *et al.*, 1980), implique une importance majeure de la structure générale et de la texture de la roche face aux contraintes. Cet adoucissement syn-cinématique (ang. *strain softening*) contrôle ainsi pour partie la cinématique des zones de cisaillement. De plus, les zones de chevauchement conduisent pour leur part à l'enfouissement possible de couvertures sédimentaires au niveau même du contact. Ces roches, communément plus faibles que les granitoïdes, accentuent l'affaiblissement de la zone de cisaillement. La stratification sédimentaire peut en outre permettre la reprise de la déformation cisailante dans des niveaux sédimentaires plus faibles et plus profonds (*i.e.* accréation).

7.3.2.2 Exemple d'une faible rhéologie : les micashistes

Shea et Kronenberg (1992) ont présenté un rare cas de combinaisons de paramètres empiriques de fluages pour des lithologies foliées, à savoir des micashistes. Des deux combinaisons fournies par ces auteurs, la combinaison la plus sensible à la température à été sélectionnée (micashiste SS, *ms* ; Tab. 7.2).

Les simulations numériques avec cette plus faible rhéologie (Fig. 7.2b) montrent que, quel que soit le profil cinématique utilisé, aucune inversion thermique notable ne se développe (Fig. 7.4). Un léger gradient géothermique négatif apparaît néanmoins en profondeur. L'ensemble de ces résultats montre que la température le long du chevauchement ainsi que dans le bloc chevauchant, demeure sensiblement identique entre l'état thermique initial et stationnaire. Cela prouve que, malgré une faible rhéologie, le shear heating contrebalance efficacement le refroidissement par advection du bloc plongeant (*i.e.* $R_{Pro} \approx R_{Adv}$ au premier ordre sur l'ensemble du chevauchement).

7.4 De la sensibilité de l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement à la nécessité de comprendre les facteurs contrôlant la viscosité

7.4.1 Synthèse des résultats clés de l'étude et extrapolation aux variabilités cinématiques dans le temps

La compréhension de l'évolution thermique et rhéologique des zones de cisaillement requiert l'utilisation de codes résolvant les équations de la thermique et de la mécanique. Néanmoins, par la biais de modèles thermo-cinématiques, impliquant un champ cinématique constant, il est possible d'aborder les conséquences des interrelations entre résistance mécanique, déformation et température. En testant plusieurs configurations cinématiques montrant différents degrés de la localisation du cisaillement, l'impact des variations de la distribution de la déformation au cours du temps sur la température, et par conséquent sur la rhéologie de la zone de cisaillement, peut être évalué. En parallèle, différentes lithologies aux paramètres de fluage propres

ont été expérimentées afin de mettre en évidence la variabilité de la contribution du shear heating à l'évolution thermique dans un contexte rhéologique réaliste. Les modèles ici appliqués, bien que ne résolvant pas les lois de la mécanique, révèlent des points clés contribuant à la compréhension générale de l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement, et en particulier des zones de chevauchement.

La constance du contexte cinématique et lithologique conduisent à un état thermique stationnaire rapidement atteint ($< 10 \text{ Myrs}$; Fig. 7.3). En supposant judicieusement des variations dans le temps de la résistance mécanique des roches affectées par la déformation (*e.g.*, changement de structure, de texture, de composition chimique et/ou minéralogique), et par conséquent de l'état cinématique (*e.g.*, localisation progressive du cisaillement), le champ thermique tend ainsi à se rééquilibrer après quelques millions d'années. Ce laps de temps peut être réajusté à une durée plus courte compte tenu des similarités de l'évolution thermique entre différents contextes lithologiques et cinématiques.

En effet, dans le cadre d'une vitesse de convergence intra-continentale constante, quelles que soient la configuration cinématique interne à la zone de cisaillement et la combinaison paramétrique de fluage considérées, la production de chaleur par shear heating est toujours significative. Ainsi, pour le cas extrême d'une rhéologie faible de type micaschiste (Shea et Kronenberg, 1992) établie sur une large zone de cisaillement ($h = 5 \text{ km}$) dans laquelle la vitesse de déformation est constant, le shear heating permet de contrebalancer efficacement le refroidissement par advection de la zone cisailée et du bloc supérieur (Fig. 7.4). Dans les cas de rhéologies plus fortes, une perturbation inverse significative affecte rapidement le voisinage inférieur de la zone de cisaillement (Fig. 7.4). Ainsi, supposant une zone de cisaillement qui s'initie au travers d'un domaine crustal sans héritage structural particulier, sans zone de faille majeure pré-existante, le bilan thermique s'élève rapidement en quelques millions d'années. L'affaiblissement de la zone de cisaillement par shear heating et/ou par évolution des paramètres de fluage effectifs réduit alors la part du shear heating dans le budget thermique tout en le maintenant à des intensités non-négligeables. Les roches alentours subissent alors un rééquilibrage thermique par refroidissement, mais peuvent garder en mémoire l'enregistrement thermique métamorphique. Au sein de la zone de cisaillement, ce refroidissement relatif peut ainsi conduire à un approfondissement de la transition fragile-ductile (BDT) et par conséquent, une élévation du maximum de résistance de la zone de cisaillement. Ainsi, une baisse de la résistance mécanique entraîne une diminution du shear heating, qui simultanément à la diffusion de la perturbation thermique entraîne l'augmentation du pic de résistance général à la zone de cisaillement par approfondissement de la BDT, permettant enfin une augmentation du shear heating, le tout définissant ainsi un processus de rééquilibrage rétro-actif de la thermique et de la rhéologie s'exécutant un cours laps de temps.

Les résultats montrent, aux limites de la résolution spatiale du modèle près, que la concentration progressive du cisaillement dans une bande de plus en plus étroite ($\dot{\epsilon}_{II}$ homogène \rightarrow linéaire \rightarrow Gaussien) n'a pas d'influence majeure sur l'évolution du champ thermique (annexe B.2 : Fig. B3, page 317). Au contraire, les résultats révèlent que celle-ci est bien plus sensible à la nature des roches impliquées dans la zone de cisaillement, autrement dit aux paramètres de fluage effectifs (Fig. 7.4). En particulier, les différentes combinaisons de propriétés mécaniques empiriques de différentes roches ignées silicatées (granites) et leur analogue (quartzite) impliquent des différences remarquables de l'évolution thermique aux abords de la zone de ci-

saillement (Fig. 7.4). Cela est d'autant plus frappant lorsque deux combinaisons établies sur des lithologies de même famille, aux mêmes conditions d'expérimentation (*e.g.*, les granites "dry" de Ranalli et Murphy (1987) et Hansen et Carter (1983)), ont des conséquences distinctes avec un rapport de ~ 2 de l'intensité et de l'extension spatiale de la perturbation thermique (Fig. 7.4). Ces cas révèlent ainsi l'importance de la variabilité de la composition minéralogique sur la viscosité de roches (*i.e.* les paramètres de fluage n , A et E) soumises aux mêmes conditions de la déformation.

7.4.2 Des paramètres de fluage qui nécessitent d'être mieux contraints

Le domaine ductile, contrôlé par la loi de comportement rhéologique de fluage-dislocation (Eq. 7.7), s'établit classiquement sur la moitié inférieure de la croûte continentale (Fig. 7.2b ; Sibson, 1977). La limite supérieure définissant la transition du domaine ductile au domaine fragile (BDT) localise un maximum de l'enveloppe de résistance. Le géotherme considéré contrôle pour partie l'enveloppe rhéologique ductile de par la forte thermo-dépendance décrite par la loi de comportement 7.7. Une élévation des isothermes implique nécessairement un affaiblissement de la croûte inférieure et une remontée de la BDT (Fig. 7.3). La rhéologie des zones de cisaillement, sites de concentration de la déformation à l'échelle lithosphérique, est particulièrement sensible aux variations thermique tant par le déplacement relatif des unités en contact marquées par des états thermiques initiaux différents que par des sources de chaleur interne. Le shear heating, actif dans toute zone de déformation, peut facilement accroître localement et significativement la température de plusieurs dizaines à une centaine de degrés ou plus (*e.g.*, Fig. 5c de l'article 1, chapitre 2, page 15 ; Fig. 3d de l'article 2, chapitre 3, page 43 ; section analytique 5.5.1, page 124 ; le présent chapitre). Inévitablement, cette répercussion sur l'évolution thermique se retranscrit par un fort impact sur le comportement rhéologique (*e.g.*, Brun et Cobbold, 1980; Hartz et Podladchikov, 2008).

Dans cette étude, la grande sensibilité de la contribution du shear heating au budget thermique au regard de la variabilité des paramètres empiriques du fluage vient d'être clairement illustrée (Fig. 7.4), notamment avec l'exemple de lithologies théoriquement similaires (granites "dry" : Hansen et Carter, 1983; Ranalli et Murphy, 1987). Les conclusions relatives à cette étude révèlent deux problèmes majeurs :

1 - LA QUANTIFICATION DE L'IMPACT DES PARAMÈTRES DE FLUAGE n , A ET E SUR LES INTERRELATIONS THERMO-MÉCANIQUES

Le réel impact des paramètres de fluage sur le bilan thermique, et par conséquent sur l'évolution de la viscosité, est crucial pour la compréhension du comportement rhéologique des zones de cisaillement. Un approfondissement de la question par le biais de développements analytiques couplés à la modélisation numérique est envisageable. Elle est d'autant plus réalisable que la localisation spatiale du cisaillement peut être fixée, nous partageant ainsi de la difficulté imposée par la variabilité cinématique au cours du temps.

En effet, d'une part, récemment, Duretz *et al.* (2014) ont démontré que l'épaisseur d'une zone de cisaillement se développant sous la domination du shear heating dans un domaine aux paramètres n , A et E homogènes se caractérise systématiquement par une épaisseur h prédictible — fonction des contraintes et vitesses de déformation globales, de la conductivité thermique (thermo-dépendante ou non), de la température initiale, de l'énergie d'activation E et l'exposant aux contraintes n . D'autre part, la façon dont se distribue la déformation au sein de cette épaisseur h n'apparaît pas significative au regard de l'évolution thermique (Fig. B3).

2 - LA DÉTERMINATION DES FACTEURS CONTRÔLANT LES VALEURS DE CHACUN DES PARAMÈTRES DE FLUAGE

Les domaines lithologiques crustaux (croûte inférieure et croûte supérieure) ne peuvent concrètement pas être assimilés à un seul analogue mono-minéral dont la justification même est de plus en plus débattue du point de vue mécanique principalement (*e.g.*, Burov, 2003; Paterson, 1987; Paterson et Luan, 1990; Ranalli, 2003). La rhéologie des granitoïdes et autres roches ignées de la croûte doit nécessairement intégrer la variabilité des compositions minéralogiques. En effet, celle-ci peut expliquer les différences de valeurs paramétriques obtenues empiriquement pour qualifier la résistance mécanique de roches de même famille lithologique (*e.g.*, granites "dry" considérés dans cette étude).

Chaque phase minérale se caractérise par des propriétés mécaniques spécifiques, et en particulier des paramètres de fluage propres qui néanmoins s'établissent sur des gammes de variabilité non-négligable en fonction des études de référence (*e.g.*, tableau de synthèse 1 dans les documents supplémentaires rattachés à Bürgmann et Dresen, 2008). Intégrer la composition minéralogique pour définir la résistance de roches ignées peut être effectuée selon plusieurs critères et étapes.

Ainsi de nombreuses études se sont focalisées sur le cas semi-complexe de lithologies à deux phases agrégées (Handy, 1990) par des expérimentations en laboratoire sur roches naturelles (*e.g.*, Dell'Angelo et Tullis, 1986), par des analyses expérimentales sur milieux synthétiques (*e.g.*, Bloomfield et Covey-Crump, 1993; Dimanov et Dresen, 2005; Jordan, 1987; Tullis et Wenk, 1994; Xiao *et al.*, 2002) ou par simulations numériques mécaniques couplées à des développements analytiques (*e.g.*, Dabrowski *et al.*, 2012; Groome *et al.*, 2006; Huet *et al.*, 2014; Madi *et al.*, 2005; Takeda et Griera, 2006; Tullis *et al.*, 1991). tentant alors d'établir la manière dont s'effectue la transition rhéologique entre les deux pôles purs représentés. En particulier, Dell'Angelo et Tullis (1986) ont révélé le caractère mécanique similaire des quartz et feldspaths (à $T = 800 - 900^\circ\text{C}$ et $\sigma_N = 15\text{kbar}$), justifiant ainsi sous ces conditions au moins l'utilisation de la quartzite comme analogue de référence pour les roches quartzo-feldspathiques. Cependant, Tullis et Wenk (1994) ont mis également en a-

-vant l'importance de phases secondaires bien plus faibles (muscovite) sur la résistance effective d'agrégats majoritairement constitués de quartz. Ces auteurs, ont également révélé l'importance de la densité surfacique totale de la phase résistante, impliquant une déformation facilitée par la réduction de la taille de grain associée à la présence d'une phase faible secondaire.

La composition minéralogique et la texture des roches apparaissent ainsi primordiales dans l'établissement et le développement de la déformation.

L'ensemble de ces études considère une répartition homogène des deux phases, et parfois, des tailles de grains variables. Néanmoins les roches quartzo-feldspathiques qui composent majoritairement le domaine crustal continental comprennent d'autres phases minérales secondaires, et localement majeures. Le rôle des phyllosilicates, de par leur caractère communément moins résistant, leur proportion et leur répartition dans la roche, peuvent jouer un rôle majeur dans la viscosité effective totale (*e.g.*, Tullis et Wenk, 1994). Quelques auteurs ont abordé le problème de la rhéologie des milieux polyphasés sur la base de développements analytiques (*e.g.*, Huet *et al.*, 2014; Ji et Zhao, 1993; Ji *et al.*, 2003). Néanmoins, ces modèles utilisent une répartition spatiale des phases idéalement homogène afin d'autoriser l'établissement de solutions analytiques. Dans ces cas, la texture de la roche non-déformée ne peut être prise en compte.

La composition minéralogique et la manière dont se distribuent les phases dans la roche (*e.g.*, taille des grains, dimension des agrégats, associations paragénétiques), influençant les paramètres effectifs de fluage n , A et E , peuvent donc être à l'origine de variations spatiales de la résistance au sein d'une même roche ignée. L'intensité et la géométrie de cette anisotropie mécanique, face à un état de contraintes donné, peut conduire en théorie à l'initiation d'une déformation localisée.

Les occurrences de déformation localisée ductile (couloir de déformation diffuse) au sein des granitoïdes ne sont pas rares (*e.g.*, Carreras *et al.*, 2004; Ingles *et al.*, 1999; Lamouroux *et al.*, 1991; Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Mohanty et Ramsay, 1994; Pennacchioni et Mancktelow, 2007). L'initiation de la déformation ductile requiert systématiquement une anisotropie mécanique pré-existante dans la roche considérée. Dans les roches ignées, de nombreux auteurs s'accordent à expliquer l'initiation du cisaillement localisé ductile par la réactivation de plans de fracture pré-existants dans la roche, marquant ainsi une transition d'un état déformationnel fragile à un comportement dominé par le fluage (Fig. 7.5a ; *e.g.*, Guermani et Pennacchioni, 1998; Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Pennacchioni, 2005; Segall et Simpson, 1986; Simpson, 1985, 1986; Tourigny et Tremblay, 1997; Tremblay et Malo, 1991; Tullis *et al.*, 1990). Lorsque le cisaillement fini est faible, la trace de la fracture initiale — héritage structural — est préservée (Fig. 7.5a).

Néanmoins, cette explication ne semble pas convenir à l'ensemble des cas de déformation ductile localisée dans les roches ignées. Des zones de cisaillement semblent parfois se localiser au sein même du granitoïde, sans structure fragile héritée pré-existante sur le site même de la localisation (Fig. 7.5b). De telles zones de cisaillement peuvent donc potentiellement s'être initiées sur le long d'un gradient minéralogique particulier signant une hétérogénéité mécanique anté-déformation. Le chapitre suivant s'attaque donc à l'analyse pétrologique fine du cas par-

ticulier des zones de cisaillement "doubles" de la granodiorite du Zillertal, dans la fenêtre des Tauern (Tyrol Austro-Italien).

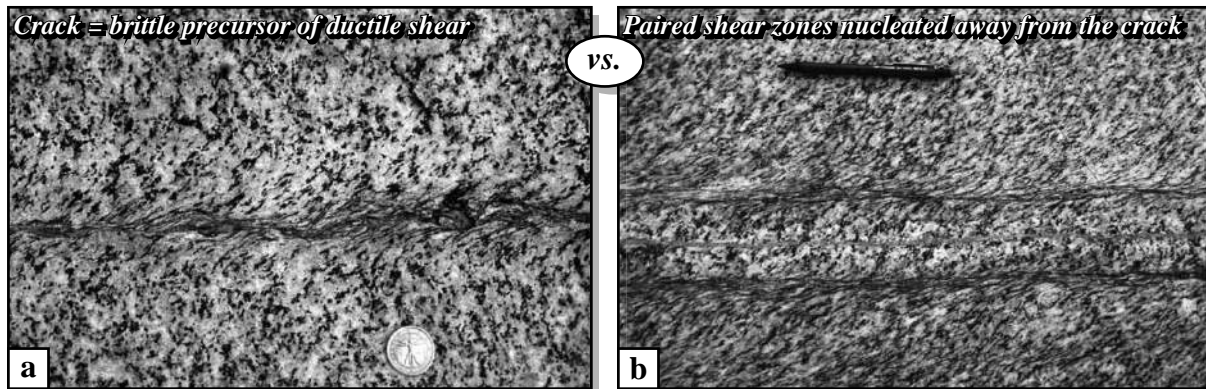


FIGURE 7.5 – a) Zone de cisaillement d'épaisseur centimétrique nucléée sur une fracture pré-existante. b) Zones de cisaillements paires d'épaisseurs centimétriques nucléée à distance et de part et d'autre d'une fracture pré-existante. Photographies extraites de Mancktelow et Pennacchioni, 2005 : granodiorite du Zillertal, fenêtre des Tauern, zone du lac de Neves, Tyrol Italien.

Chapitre 8

Initiation et développement des zones de cisaillement dans les granitoïdes : le cas des zones de cisaillement "doubles" du Zillertal (fenêtre des Tauern, Tyrol).

Sommaire

8.1	Introduction	193
8.1.1	Les hypothèses sur les origines de la déformation hétérogène au sein des roches crustales	193
8.1.2	L'initiation du cisaillement hétérogène, reflet de la variabilité rhéologique des roches	196
8.2	Contexte géologique	197
8.2.1	Structuration des unités de la fenêtre des Tauern	197
8.2.2	Contexte de mise en place des nappes du duplex de Venediger	198
8.2.3	État de l'art sur notre zone d'étude : la méta-granodiorite du Zillertal	201
8.3	L'expression de la déformation dans la méta-granodiorite du Zillertal	203
8.3.1	Les zones de cisaillement "doubles" (PSZ)	203
8.3.2	Autres manifestations du cisaillement localisé	206
8.4	Orientation, cinématique et intensité de la déformation cisailante	210
8.4.1	Divers degrés du cisaillement	210
8.4.2	Distribution de la déformation en trois dimensions	210
8.5	Les PSZ comme témoins de la variabilité de la rhéologie des roches crustales	213
8.6	Évolution de la composition chimique au travers du PSZS	215
8.7	Évolution générale de la composition minéralogique du halo à la méta-granodiorite externe	217
8.7.1	Choix de la méthode	219
8.7.2	Estimation de l'évolution générale de la composition minéralogique	220
8.7.3	Comparaison des compositions minéralogiques et chimiques	225
8.8	Évolution pétrologique au travers du PSZS	227
8.8.1	La méta-granodiorite externe	227
8.8.2	La veine	232
8.8.3	Le halo	234
8.8.4	La zone de cisaillement : zone de transition	237
8.9	Signatures chimiques des phases minérales au travers du PSZS	242
8.9.1	Les feldspaths	243
8.9.2	Les épidotes	245
8.9.3	Les phyllosilicates	246
8.9.4	Les grenats	248
8.9.5	Les PSZS : une homogénéité de la composition chimique des phases minérales ?	250
8.10	Bilan de l'étude : vers une quantification de la variabilité rhéologique	251
8.10.1	Synthèse des résultats présentés	251
8.10.2	Implications sur la rhéologie de la croûte continentale	253
8.10.3	Perspectives de l'étude : vers une quantification de l'impact de la variabilité minéralogique sur celle de la rhéologie	253

8.1 Introduction

Les granitoïdes composent majoritairement le domaine crustal, et plus particulièrement la croûte supérieure. Sous les conditions crustales de pression-température (P-T), la déformation à l'état solide de ces granitoïdes se fait de manière hétérogène, distribuée selon un réseau de zones de cisaillement généralement centi- à décimétriques (Gapais, 1989; Ramsay et Graham, 1970). Plus la déformation finie est intense, plus la trame déformée expose une grande variété de bandes déformées s'anastomosant et arborant divers degrés de cisaillement. La déformation discrète est commune dans les granitoïdes, et de nombreux exemples agrémentent la littérature (*e.g.*, Burg et Laurent, 1978; Carreras *et al.*, 2004; Christiansen et Pollard, 1997; Dutruge *et al.*, 1995; Guermani et Pennacchioni, 1998; Ingles *et al.*, 1999; Lamouroux *et al.*, 1991; Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Marquer, 1990; Mitra, 1978; Oliot *et al.*, 2010; Pennacchioni, 2005; Pennacchioni et Mancktelow, 2007; Simpson, 1983; Vauchez, 1987). D'autres exemples sont également rencontrés dans les roches basiques cristallines, typiquement des gabbros (*e.g.*, Arbaret et Burg, 2003; Carreras *et al.*, 2010; Duprat-Oualid, 2010; Watts et Williams, 1983). Par compilation de données structurales et géochronologiques, Gapais (1989) montre que la déformation ductile localisée dans les roches granitiques signe une chute de la résistance mécanique effective qui nécessite des températures de ~ 400 à $\sim 600^\circ\text{C}$.

Il est depuis longtemps admis que la distribution hétérogène de la déformation au sein des volumes soumis aux contraintes tectoniques ne peut s'expliquer que par une anisotropie initiale de la résistance mécanique (Casey, 1980; Cobbold et Gapais, 1987). Cette hétérogénéité commune de la déformation à petite échelle traduit nettement une grande sensibilité rhéologique des roches caractéristiques de la lithosphère. Cela pose un problème majeur :

- Cette sensibilité contrôlant la déformation locale joue-t-elle concrètement un rôle sur les processus de déformation à grande échelle (*i.e.*, à l'échelle lithosphérique), et par conséquent sur la dynamique de la lithosphère ?

Cette question de premier ordre nécessite alors de répondre à la suivante :

- Quelles sont les causes et l'intensité de cette sensibilité rhéologique ?

8.1.1 Les hypothèses sur les origines de la déformation hétérogène au sein des roches crustales

La géométrie du cisaillement fini résulte de deux étapes successives majeures : (i) l'initiation, et (ii) le développement. La phase d'initiation de la localisation de la déformation est cruciale pour la compréhension de la variabilité de la résistance mécanique des roches continentales dans leur état non-déformé. La seconde phase met ensuite en jeu une multitude de processus syn-cinématique. L'état de l'art de ces deux phases de la déformation est par la suite présenté et l'accent est particulièrement mis sur la phase d'initiation.

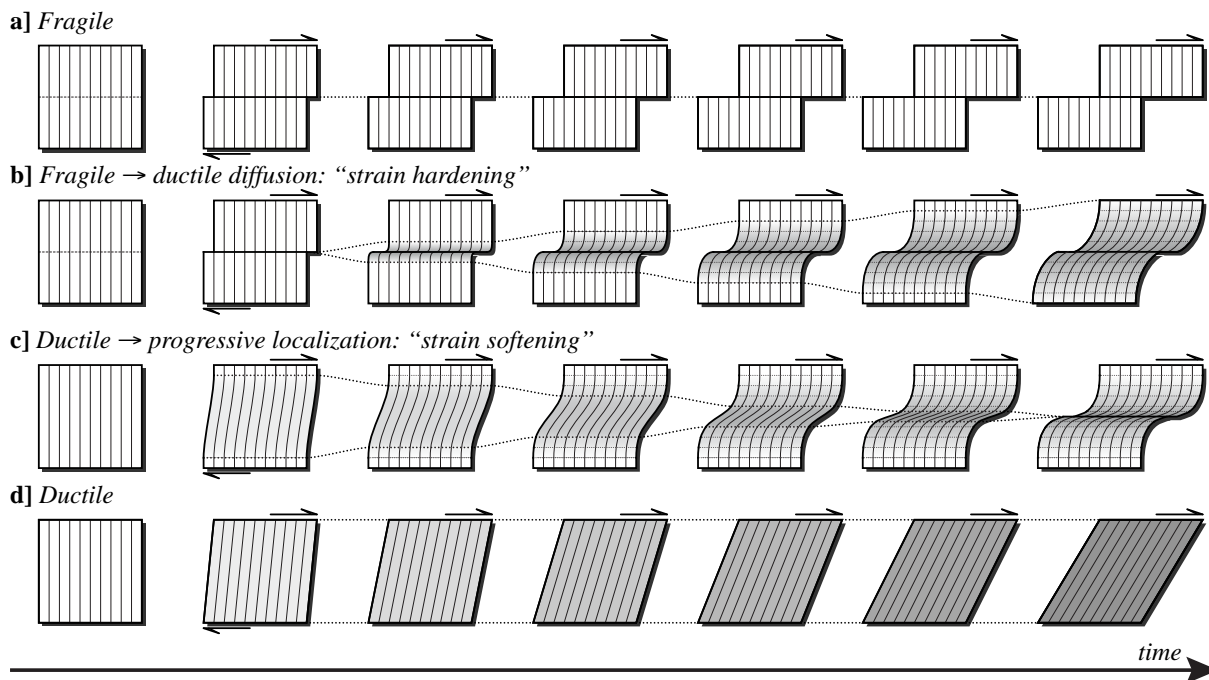


FIGURE 8.1 – Différents modes d’initiation et de développement de la déformation cisailante finie au cours du temps (cisaillement simple). Les teintes de gris représentent la quantité de cisaillement finie locale au cours de la déformation. Les lignes pointillées entre chaque étape montrent la transition spatiale de la localisation de la déformation. a) Mode fragile pur : la déformation est localisée le long d’un plan unique au cours du temps. b) Zone de cisaillement s’initiant le long d’un plan fragile, puis s’élargit progressivement selon un comportement ductile. Sur ce schéma, le plan initial accomode une partie de la déformation aux premiers stades. Ce croquis schématise une évolution de type “strain hardening” qui consiste en un affermissement du domaine déformé, conduisant le cisaillement à affecter des niveaux plus externes. c) Zone de cisaillement initialement large et distribuée (comportement ductile), mais qui par l’action de processus internes tend progressivement, au cours du cisaillement, à se localiser de plus en plus (“strain softening”). Le schéma de la déformation finie est alors similaire à celui de b). d) Mode ductile pur : la déformation est homogène dans l’ensemble du domaine au cours du temps.

Initiation du cisaillement localisé dans les corps plutoniques

Seuls les états de déformation finie sont observables et les témoins de l’état initial anté-déformation sont partiellement à totalement effacés par la surimposition de la structure et de la texture héritées de la déformation. L’anisotropie mécanique initial peut être engendrée par différents types d’hétérogénéités dans le milieu.

- La plupart des études expliquent l’apparition de la déformation localisée par le biais de **précurseurs fragiles** qui agissent localement comme des plans de faiblesse orientés face au tenseur des contraintes appliquées (e.g., Guermani et Pennacchioni, 1998; Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Pennacchioni, 2005; Segall et Simpson, 1986; Simpson, 1985, 1986; Tourigny et Tremblay, 1997; Tremblay et Malo, 1991; Tullis *et al.*, 1990). Ces plans structuraux marquent des hétérogénéités extrêmement discrètes dans le corps plutonique. S’ils composent véritablement des plans de très faible résistance au regard de la roche encaissante et/ou si les conditions P-T indiquent un régime rhéologique globalement fragile, la déformation s’initiera et se développera uniquement le long de ces plans selon une déformation fragile macroscopique (Fig. 8.1a). Au contraire, ils peuvent également constituer

des précurseurs à un cisaillement se diffusant de manière ductile de part et d'autre du plan (zones de cisaillement fragile-ductile, ang. *brittle-ductile shear zones*; Ramsay, 1980), au profit de processus d'affermissement syn-cinématiques de la roche au niveau de la zone de cisaillement (ang. *strain hardening*, cf. plus loin). Dans ces cas, la marque de la fracture initiale est préservée aux premiers stades de la déformation (Fig. 7.5a, page 189), mais peut tendre à s'effacer face à la surimposition de la structure syn-déformationnelle.

- Les structures tabulaires des **filons intrusifs** (e.g., aplites), de par le gradient abrupt de résistance avec l'encaissant, peuvent également favoriser l'initiation de la déformation localisée (e.g., Christiansen et Pollard, 1997). Dans ce cas, le contraste rhéologique s'établit entre deux domaines clairement définis (le filon et l'encaissant) et la déformation se réalise au niveau de cette limite franche. Selon si le filon est plus ou moins résistant que l'encaissant, le cisaillement se concentrera au contact dans l'encaissant ou au sein du corps intrusif (cf. Fig. 6 de Pennacchioni et Mancktelow, 2007).

Les enclaves des corps plutoniques peuvent également constituer des corps de résistance effective sensiblement distincte. Néanmoins, aucun exemple de localisation de la déformation localisée initiée sur des enclaves n'a jamais été observé, ou du moins décrit dans la littérature. Pourtant, nombreux sont les modèles numériques et analogiques de cisaillement localisé qui utilisent des inclusions pour initier la déformation (e.g., Duretz *et al.*, 2014; Grujic et Mancktelow, 1998; Kaus et Podladchikov, 2006; Mancktelow, 2002). Cependant, ces modèles sont développés en 2-D et considèrent donc les inclusions comme des sections de structures tubulaires s'étendant à l'infini dans la troisième dimension. Or, en 3-D, les enclaves ont une dimension volumique finie et de courte échelle, n'affectant donc probablement que très peu la résistance effective globale de la roche.

- La présence d'un **gradient minéralogique** local — et par conséquent rhéologique — au travers de la roche peut également constituer un potentiel bon candidat pour la localisation du cisaillement. À l'image du point précédent, ces hétérogénéités internes à la roche doivent nécessairement être tabulaires pour catalyser le cisaillement localisé. Ces gradients minéralogiques significatifs ne peuvent concrètement exister qu'à la faveur de processus métasomatiques aux abords de plans fracturés favorisant la circulation de fluides. Rares sont les exemples exposés dans la littérature. Néanmoins, récemment, Mancktelow et Pennacchioni (2005) et Pennacchioni et Mancktelow (2007) ont décrit de telles occurrences de zones de cisaillement associées à l'extension latérale de halos métasomatiques centrés sur des veines minéralisées. Le principe d'une rhéologie affaiblie localement en conséquence d'interactions fluide-roche a par ailleurs été utilisé dans les modèles numériques de John *et al.* (2009) qui explorent l'emballement mécanique rétroactif par shear heating.

Développement des zones de cisaillement ductiles dans les corps plutoniques

Une fois une zone de cisaillement initiée, de nombreux processus syn-cinématiques contrôlent l'évolution de la géométrie de la zone de cisaillement (Fig. 8.1). Pour les zones de cisaillement finie attestant d'une phase de déformation ductile (Fig. 8.1b,c), plusieurs interprétations ont été proposées dans la littérature. Elles peuvent se distinguer selon deux écoles de pensée.

- L'hypothèse du *strain hardening* suppose un affermissement progressif de la zone de cisaillement par rapport au voisinage non-déformé, la menant à s'étendre progressivement

latéralement pour continuer à accommoder la déformation (Fig, 8.1b). Les auteurs adeptes de cette interprétation (*i.e.*, les auteurs décrivant une initiation du cisaillement localisé sur un précurseur planaire fragile : *e.g.*, Guermani et Pennacchioni, 1998; Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Pennacchioni, 2005; Segall et Simpson, 1986; Simpson, 1985, 1986; Tourigny et Tremblay, 1997; Tremblay et Malo, 1991; Tullis *et al.*, 1990) font appel aux interactions entre les fluides présents dans la fracture et la roche encaissante. L'étalement latéral du cisaillement nécessite l'adoucissement de l'encaissant par rapport au cœur de la zone de cisaillement. La transition fragile-ductile y est ainsi assurée grâce aux transformations minéralogiques provoquées par l'intensité du potentiel chimique avec la fracture et la pénétration du fluide dans l'encaissant (par perméabilité ou diffusion chimique).

- L'hypothèse opposée du *strain softening* est plus ancienne (*e.g.*, Braun *et al.*, 1999, 2010; Gilotti et Kumpulainen, 1986; Hobbs *et al.*, 1990; Poirier, 1980; White *et al.*, 1980; Williams et Dixon, 1982; Fig, 8.1c) et fait appel à de nombreux processus favorisant l'adoucissement syn-cinématique de la zone déformée : la recristallisation dynamique, la réduction de la taille de grains, le changement textural et micro-structural ou encore des transformations minéralogiques réactionnelles. Le shear heating est également parfois invoqué pour induire un adoucissement à petite échelle (*e.g.*, John *et al.*, 2009).

8.1.2 L'initiation du cisaillement hétérogène, reflet de la variabilité rhéologique des roches

Les hétérogénéités de départ contrôlent la possibilité que des cisaillements localisés s'y initient. Ensuite, les processus syn-cinématiques prennent alors le relais sur la façon dont se développe chaque zone de cisaillement locale. Bien comprendre les hétérogénéités de départ constitue donc un point clé de la connaissance du comportement rhéologique des roches de la lithosphère.

Les zones de cisaillement ductiles initiées sur un précurseur fragile sont largement documentées dans la littérature. Au contraire, la variabilité minéralogique comme facteur de la variabilité rhéologique est bien moins abordée. Étudier ce second cas présente un double intérêt : (i) d'une part, **à petite échelle**, pour l'enrichissement des connaissances et l'explication de phénomènes locaux encore méconnus ; et (ii) d'autre part, **à grande échelle** la mise en lumière de la variabilité de la rhéologie globale des roches crustales en fonction de leur composition minéralogique. Ce second point est particulièrement crucial au regard de l'importance des paramètres de fluage imposés dans les modèles numériques à grande échelle (*cf.*, chapitre 7 précédent, page 169).

Afin d'apporter de nouvelles connaissances et contraintes, nous nous intéressons par la suite au cas de zones de cisaillement locales contrôlées par la variabilité pétrologique de la roche uniquement. Les zones de cisaillement "doubles" décrites dans la granodiorite du Zillertal (fenêtre des Tauern, Tyrol), principalement du point de vue structural par Mancktelow et Pennacchioni (2005) et Pennacchioni et Mancktelow (2007), constituent un cas d'étude particulièrement intéressant (Fig. 7.5b, page 189). En effet, ces nombreuses structures arborent divers niveaux d'intensité du cisaillement — des prémices de la déformation à la mylonitisation — qui sont ainsi tout autant d'équivalents de stades successifs de la déformation dans le temps. Les premiers stades sont ainsi analysables, permettant d'envisager une examination précise

de la variation pétrologique anté-cisaillement. De plus, les granodiorites sont avec les granites parmi les roches quartzo-feldspathiques les plus représentatives de la croûte supérieure.

Avec l'accord de Neil Mancktelow et Georgio Pennacchioni, une étude axée sur la caractérisation de l'évolution pétro-chimique (MEB, chimie sur roche totale, microsonde) au travers de ces zones de cisaillement particulières a été entreprise au cours de l'année 2013. Cette étude est réalisée en collaboration avec Benjamin Huet et Bernhard Grasemann de l'Université de Wien (Autriche). L'ensemble des analyses ont été réalisées lors d'un séjour de trois mois à Wien au cours de l'automne 2013. Les premiers résultats sont présentés par la suite et promettent d'enthousiasmantes perspectives.

8.2 Contexte géologique

La fenêtre des Tauern (Tyrol, Autriche et Italie) expose à l'affleurement des unités Penniques sous les unités Austroalpines qui dominent les Alpes orientales (Fig. 8.2a). Ces unités Penniques constituent un empilement de nappes continentales et océaniques ayant subducté sous la plaque Adriatique lors de la fermeture de l'océan Pennique à l'Alpin. L'exhumation de l'ensemble sous la forme d'un antiforme crustal met à nu le cœur de ces unités métamorphisées. Trois ensembles lithostratigraphiques majeurs peuvent y être distingués : le duplex de Venediger, surmonté par les unités Subpenniques puis les unités Penniques *sensu stricto* ophiolitiques (Fig. 8.2b). Schmid *et al.* (2013) ont publié récemment une synthèse tectono-métamorphique détaillée de l'ensemble de la fenêtre des Tauern. Les grandes lignes sont retracées ci-dessous et l'accent est mis sur les nappes du duplex de Venediger dans lequel se situe la zone d'étude (Fig. 8.2b).

8.2.1 Structuration des unités de la fenêtre des Tauern

Le duplex de Venediger (Fig. 8.2c) est composé de l'empilement de trois unités continentales : la nappe d'Ahorn, chevauchée par la nappe de Tux, elle-même chevauchée par la nappe du Zillertal (Lammerer *et al.*, 2008). Ces dénominations sont propres à la partie occidentale de la fenêtre des Tauern où se situe la zone d'étude et trouvent d'autres appellations vers l'Est (lire Schmid *et al.*, 2013). Ces nappes correspondraient à d'anciens blocs basculés de la marge Européenne empilés les uns sur les autres grâce à une reprise en compression des structures extensives lors de la phase de subduction continentale au Cénozoïque. Celles-ci sont majoritairement constituées de plutons granitiques leucocrates mis en place au Permo-Carbonifère (*e.g.*, Cliff, 1981), lors de trois pulses distincts de magmatisme (Carbonifère inférieur ; puis Carbonifère supérieur à Permien inférieur ; et enfin Permien) caractérisés par la génération de corps de natures chimiques également distincts (Eichhorn *et al.*, 2000; Finger *et al.*, 1997). Ensemble, ils composent le groupe des "Zentralgneise". Ces corps plutoniques sont intrusifs dans un socle pré-Varisque, dominé par un volcanisme d'arrière-arc et sa couverture sédimentaire, localisé le long de la marge de Gondwana (*e.g.*, Frisch *et al.*, 1993; Höck, 1993). Le tout est recouvert de sédiments d'âge estimé Permo-Carbonifère à Mésozoïque inférieur (*e.g.*, Veselá et Lammerer, 2008; Veselá *et al.*, 2008). Ces sédiments, solidaires du socle magmatique, ont été le siège de la mise en place du système de nappes, et leur lithostratigraphie précise permet de localiser nettement les contacts chevauchants (Schmid *et al.*, 2013). L'ensemble de l'encaissant Varisque intrudé et de la couverture sédimentaire est connu dans la littérature sous la dénomination

de "Untere Schieferhülle" (littéralement, la nappe des schistes inférieure).

Les unités Subpenniques composent un système de plusieurs nappes chevauchantes (le système de nappes de Modereck) sur le duplex de Venediger (Fig. 8.2b,c). Celles-ci, composées de sédiments Mésozoïques distaux de la plaque Européenne, ont une histoire tectono-métamorphique distincte des unités sous-jacentes, caractérisées par des pressions parfois bien plus élevées (zone éclogitique, Fig. 8.2b). Cette série métasédimentaire et déformée constitue la nappe des schistes supérieure ("Obere Schieferhülle")

Enfin, cet ensemble d'unités continentales est chevauché par un ensemble d'unités océaniques Mésozoïque, les unités Penniques *sensu stricto*. L'origine océanique Pennique commune de ces nappes ophiolitiques n'est pas avéré, et certains auteurs révèlent la possibilité de deux sources correspondant aux extensions vers l'est des océans Valaisan et Liguro-Piemontais (*e.g.*, Kurz, 2006; Schmid *et al.*, 2004, 2013).

L'étude présentée par la suite se concentre sur des roches plutoniques du groupe des Zentralgneise (Fig. 8.2b,c), et les unités Subpenniques et Penniques ne sont ici pas plus détaillées. En complément, Schmid *et al.* (2013) offrent une synthèse récente des études lithostratigraphiques des unités de la fenêtre des Tauern.

8.2.2 Contexte de mise en place des nappes du duplex de Venediger

Chacune des unités composantes de la fenêtre des Tauern se caractérise par une histoire métamorphique polyphasée associée à différents épisodes de déformation (*e.g.*, Genser *et al.*, 1996; Lammerer, 1988; Lammerer et Weger, 1998; Neubauer *et al.*, 2000; Schmid *et al.*, 2013; Selverstone, 1985; Zimmermann *et al.*, 1994). L'accent est ici mis sur les corps continentaux du duplex de Venediger.

La période du Trias au Dogger se caractérise par l'ouverture de l'océan Pennique. Le socle pré- à tardi-Varisque du complexe de Venediger est alors découpé en blocs basculés au niveau de la marge passive nord (plaque Européenne) du domaine océanique Pennique. La tendance extensive du domaine océanique s'inverse ensuite au Cénomaniens, et la marge passive sud (Adriatique) se convertit alors en zone subduction océanique (Dietrich, 1976; Wagreeich, 1993). Le prolongement oriental de l'océan Liguro-Piemontais rentre en subduction au Turonien (*ca.* 90 Ma; Schmid *et al.*, 2013) et s'accrète partiellement le long de la marge pour former ce qui deviendra le complexe ophiolitique de Reckner (Fig. 8.2b,c). Toujours d'après Schmid *et al.* (2013), le domaine océanique en prologement de l'océan Valaisan aurait potentiellement atteint la marge Adriatique à la fin du Crétacé. Liu *et al.* (2001) interprètent deux datations ^{40}Ar - ^{39}Ar sur muscovites, à 50.5 ± 0.6 Ma et 54.3 ± 0.9 Ma, à la base des unités Austro-Alpines, comme l'âge du cisaillement ductile de haute-pression marquant la fin du chevauchement sur les unités océaniques Penniques. Ces âges, en accord avec de précédents travaux (Dingeldey *et al.*, 1997 : ^{40}Ar - ^{39}Ar sur phyllites) signent donc la fermeture de l'océan Pennique à l'Éocène inférieur, et par conséquent l'initiation de l'enfouissement progressif de la marge Européenne.

La subduction de la marge Européenne distale (unités Subpenniques) prend fin à la transition Éocène-Oligocène comme l'attestent la datation à 38-32 Ma du pic de pression dans la

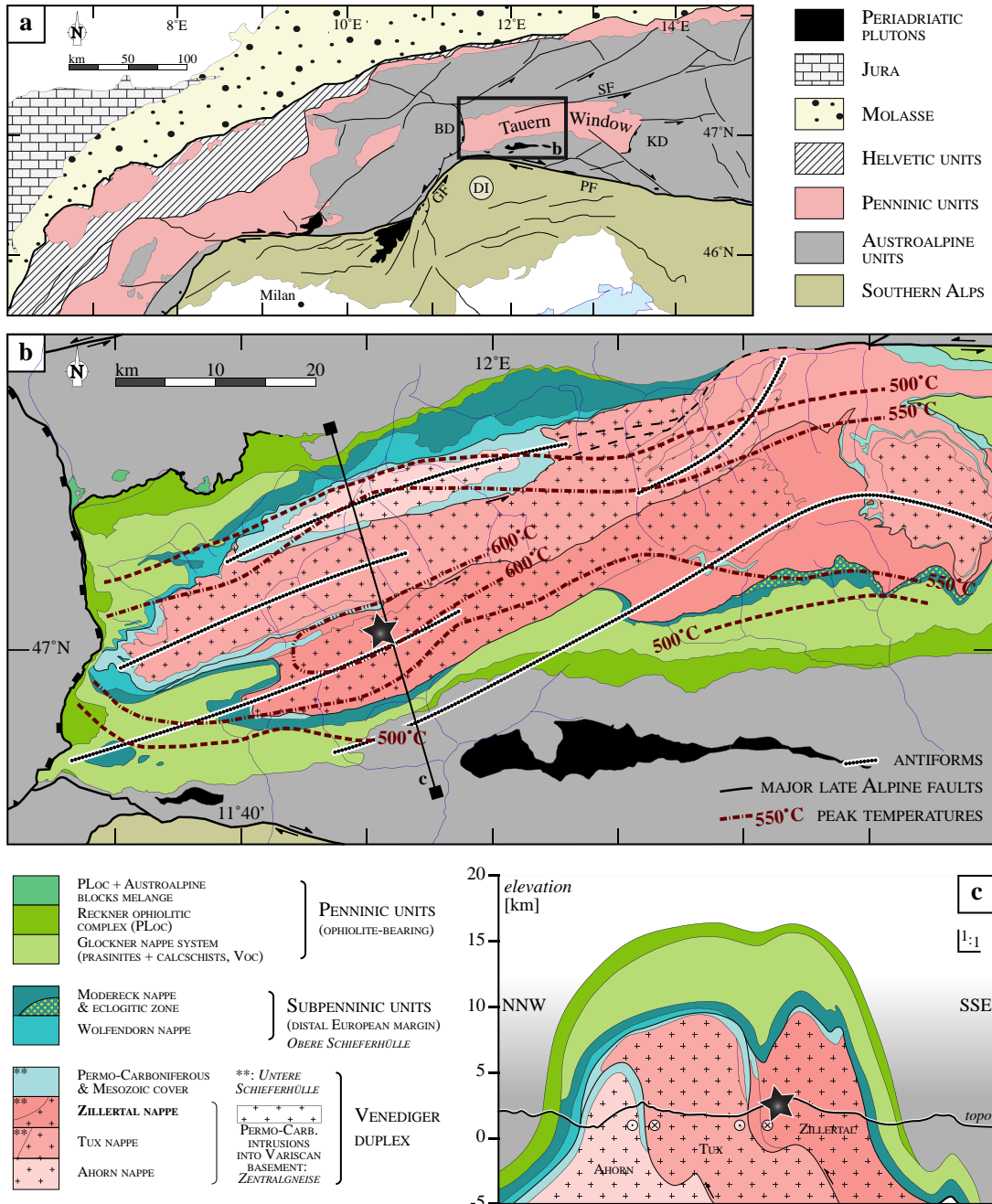


FIGURE 8.2 – a) Carte structurale simplifiée des Alpes Centrales et Orientales (d'après Pennacchioni et Mancktelow (2007)). Localisation de la fenêtre des Tauern. b) Carte structurale de la partie occidentale de la fenêtre des Tauern (d'après Schmid et al. (2013), complétée d'après Ratschbacher et al. (1991)). Les isothermes des pics de température métamorphiques sont issus de Hoernes et Friedrichsen (1974). L'étoile localise la zone d'étude. SF : faille sénestre de Salzach ; PF : faille Périadriatique ; GF : système transpressif sénestre de failles de Giudicarie ; DI : poinçon des "Dolomites" (ang. Dolomites Indenter) ; BD : détachement de Brenner ; KD : détachement de Katschberg. c) Coupe structurale transversale à l'axe principale de la fenêtre des Tauern, dont le trait est localisé sur la carte b) (d'après Schmid et al. (2013)). L'étoile indique la localisation normalisée sur le trait de coupe de la zone d'étude. Les abréviations PLoc et Voc désignent des unités océaniques Liguro-Piémontaises et Valaisannes, respectivement.

zone éclogitique (Kurz *et al.*, 2008 ; Fig. 8.2b) signant l'initiation de la décompression des unités de haute-pression. Celle-ci, précéderait le pic de pression dans les domaines continentaux de marge plus proximaux (Kurz *et al.*, 1998). La juxtaposition de la marge distale sur la proximale se serait ainsi réalisée subséquentement par écaillage et reprise en déformation plicative intense des unités Penniques et sub-Penniques (Schmid *et al.*, 2013).

Les blocs basculés de la marge Européenne, durant leur enfouissement progressif sous la plaque Adriatique, enregistrent une phase de métamorphisme prograde barrovien, référencée dans la littérature comme le "métamorphisme des Tauern" (ou en all. "*Tauernkristallisation*", Sander, 1911). Le maximum de ce métamorphisme dans les Zentralgneise et leur encaissant se réalise dans le faciès schistes verts au nord et au sud de la fenêtre des Tauern, et jusqu'au faciès amphibolite au centre. Les paragenèses à grenat zoné, hornblende et plagioclase dans l'unité de l'"Untere Schiefferhülle" indiquent un pic de pression à ~ 10 kbar à $\sim 530^\circ\text{C}$, suivi d'une remontée des isothermes aux premiers temps de la décompression menant à des pics de température quelque peu plus élevés, $\sim 550^\circ\text{C}$ sous une pression de l'ordre de 7 kbar (Selverstone *et al.*, 1984). De façon générale, les pics de température atteints dans les Zentralgneise sont de l'ordre de 550 à 600°C (Fig. 8.2b) pour des pressions moyennes de 7 à 9 kbar (*e.g.*, Christensen *et al.*, 1994; Friedrichsen et Morteani, 1979; Hoernes et Friedrichsen, 1974; Selverstone, 1985). En particulier, Hoernes et Friedrichsen (1974) estiment un pic thermique à $\sim 630^\circ\text{C}$ au niveau de la zone étudiée (Berliner Hütte). Cette décompression des domaines dérivés de la marge Européenne témoigne de la mise en place du duplex de Venediger par réactivation en compression des failles listriques de la marge passive Européenne. Cette phase tectono-métamorphique particulière, marquée ensuite par le maxima thermique du "métamorphisme des Tauern" et la structuration du duplex de Venediger, survient à l'Oligocène à environ 28-30 Ma (*e.g.*, Christensen *et al.*, 1994). C'est également à cette période que les plutons Périadriatiques (Fig. 8.2a, *e.g.*, Deutsch, 1984) se mettent en place et que le système décrochant de la Faille Périadriatique enregistre un pulse d'activité (*e.g.*, Müller *et al.*, 2000, 2001) en conséquence probable d'un slab-breakoff de la lithosphère plongeante (~ 28 -34 Ma, *e.g.*, Blanckenburg et Davies, 1995; Davies et von Blanckenburg, 1995; Rosenberg, 2004; Schmid *et al.*, 2013). En conséquence, la surrection quasi-instantanée de la lithosphère supérieure par rééquilibrage de flottabilité (*e.g.*, Duretz *et al.*, 2011) expliquerait alors pour partie la décompression enregistrée dans les unités de Venediger et leur empilement.

Après le slab-breakoff Oligocène de la plaque Européenne (vergence sud), la polarité des panneaux plongeants sous les Alpes orientales change drastiquement au Néogène, et la plaque Adriatique prend alors le relai de la subduction (vergence nord-est) au Miocène inférieur dans les Alpes orientales (*e.g.*, Schmid *et al.*, 2013; Ustaszewski *et al.*, 2008). En réponse à un raccourcissement orogénique désormais principalement assuré par la subduction de la plaque Adriatique dans ce segment de l'orogène, les Alpes orientales subissent alors au Néogène un bouleversement géodynamique qui a fait l'objet de nombreuses analyses basées sur des études structurales de terrain (*e.g.*, Frisch *et al.*, 1998; Glodny *et al.*, 2008; Linzer *et al.*, 2002, 1997; Persson et Decker, 1997; Polinski et Eisbacher, 1992; Ratschbacher *et al.*, 1991; Rosenberg *et al.*, 2007; Scharf, 2013; Scharf *et al.*, 2013; Selverstone, 1988). Ces études documentent deux événements géodynamiques contemporains majeurs : (i) un raccourcissement nord-sud de plusieurs dizaines de km, et (ii) une extrusion intense vers l'est traduisant une extension d'une centaine de km. Les quantités de déformation compressives et extensives demeurent méconnues et sont sujettes à divers modèles interprétatifs (*e.g.*, Linzer *et al.*, 2002; Rosenberg *et al.*, 2007; Scharf

et al., 2013). Néanmoins, l'origine de ces déformations partitionnées à l'échelle lithosphérique est unanimement reliée au poinçon des Dolomites qui contraint l'orogène Alpin au nord par l'intermédiaire de la faille décrochante dextre Périadriatique au nord-est et par le système transpressif sénestre de Giudicarie à l'ouest (Fig. 8.2a).

La fenêtre des Tauern telle que nous la connaissons aujourd'hui à l'affleurement résulte de ce poinçonnement Néogène. L'ensemble constitue un antiforme axé est-ouest (30x150 km) exhumé par érosion d'une épaisseur de 20 à 30 km (*e.g.*, Blanckenburg *et al.*, 1989; Lammerer et Weger, 1998; Neubauer *et al.*, 1999; Staufenberg, 1987) grâce à deux systèmes extensifs latéraux majeurs : les décrochements de Brenner à l'ouest (*e.g.*, Selverstone, 1988), et de Katschberg à l'est (Fig. 8.2a ; *e.g.*, Frisch *et al.*, 1998; Genser et Neubauer, 1989). L'exhumation de la fenêtre des Tauern, synchrone de l'extension vers l'est de l'ensemble du domaine alpin oriental, a été par ailleurs accomodée grâce au système transpressif sénestre de Salzach au nord (*e.g.*, Behrmann et Frisch, 1990) et par la faille Périadriatique dextre au sud (*e.g.*, Schmid *et al.*, 1989 ; Fig. 8.2a).

L'ensemble des domaines Paléozoïques et des nappes Penniques, ainsi que des unités Austro-Alpines sus-jacentes sont architecturés selon un anticlinal de la grandeur de la fenêtre des Tauern (Fig. 8.2c). L'empilement structural du duplex de Venediger présente également actuellement une structure plissée marquée d'antiformes axés ESE-WNW, parallèles à la structure du duplex de Venediger. Leur longueur d'onde reprend grossièrement l'échelle des nappes (Fig. 8.2b,c), témoignant ainsi de la surimposition de la déformation Néogène à la phase d'empilement structural Oligocène. L'extrusion vers l'est s'est également accompagnée par une reprise en déformation transpressive senestre des contacts principaux.

8.2.3 État de l'art sur notre zone d'étude : la méta-granodiorite du Zillertal

• Le protolithe plutonique

L'étude présentée par la suite s'applique à la compréhension du développement d'un réseau de zones de cisaillement parcourant les méta-granodiorites de la nappe du Zillertal (Zentralgneise, Fig. 8.2b,c). L'origine de ces granodiorites est associée à la deuxième phase de magmatisme intrusif tardi- à post-Varisque, la plus importante, qui se caractérise par la génération de plutons calco-alcalins de type I (principalement des tonalites et granodiorites, Finger *et al.*, 1993; Finger et Steyrer, 1988). Dans la partie occidentale de la fenêtre des Tauern, Cesare *et al.* (2002) et Eichhorn *et al.* (2000) ont daté la mise en place de ce plutonisme par U-Pb sur zircon dans la nappe du Zillertal à 295 ± 3 Ma et 296 ± 4 Ma, respectivement. Selon la même méthode, Petra *et al.* (2011) on déterminé un âge similaire à 292.1 ± 1.9 Ma dans l'unité de Tux sous-jacente, et Cliff (1981) date les tonalites et granodiorites intrusives dans la partie orientale de la fenêtre à 314 ± 7 Ma et 313 ± 10 Ma, respectivement.

• Le métamorphisme barrovien Alpin

À l'Alpin, ces granodiorites, à l'image de l'ensemble du duplex de Venediger, ont subi les différentes phases de déformation et de métamorphisme décrites brièvement précédemment. La méta-granodiorite de la zone étudiée se caractérise par une paragenèse à qz+pl+bt+ep+kfs-

+spn+ap+grt±ms signant ainsi un métamorphisme du faciès amphibolite à épidote (Le Goff, 1989). La biotite est localement partiellement à totalement chloritisée. Un tableau regroupant l'ensemble des phases minérales rencontrées et leur différents pôles purs est présenté en annexe C.1, page 320.

• Déformation

La zone ici étudiée se focalise sur un vallon autrichien orienté NO-SE, jouxtant l'Italie, et qui constitue le dernier bras à l'est de la vallée de Zemm bach, après le refuge de Berliner Hütte (longitudes : 11°49'40" à 50'40"E ; latitudes : 47°01'00" à 40"N). Le domaine étudié se situe à quelques centaines de mètres du contact structural entre le corps plutonique et la lentille constituée de son encaissant pré-Varisque (Fig. 8.2c). Cette dernière, poinçonnée entre la nappe de Tux au nord et le granitoïde du Zillertal au sud, arbore une déformation intense sur près d'un kilomètre d'épaisseur. Malgré l'ampleur de la zone transpressive sénestre composant le contact majeur entre les deux nappes, les corps plutoniques demeurent dans leur ensemble très faiblement déformés dans leur masse. Cette observation s'applique jusqu'au domaine méridional de la méta granodiorite du Zillertal également bordé par une zone mylonitique d'épaisseur kilométrique (Pennacchioni et Mancktelow, 2007).

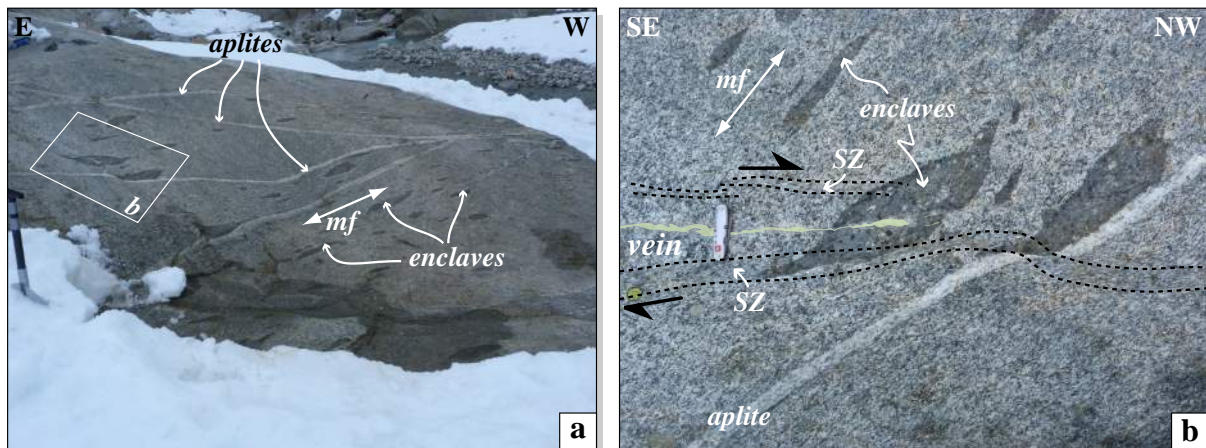


FIGURE 8.3 – a) Filons aplitiques traversant le protolithe granodioritique marqué de nombreuses enclaves qui témoignent de la fabrication magmatique apparente (mf). b) Vue rapprochée de l'affleurement montrant les filons et enclaves comme témoins de la déformation cisailante localisée, illustrant ici le cas de zones de cisaillement doubles associées à une veine. Les tirets noirs délimitent les zones de cisaillement.

Le pluton tardi-Varisque de la nappe du Zillertal ne constitue pas un corps homogène à l'échelle de l'affleurement. Au contraire, il est marqué par de nombreuses enclaves basiques dont l'élongation, associée à une orientation préférentielle des biotites, indique une fabrication magmatique généralement orientée NE-SO (Fig. 8.3a). Il est également parcouru par de nombreux filons aplitiques (Fig. 8.3a). Parfois, la présence d'autres corps intrusifs, précédant l'emplacement des filons aplitiques, peut être observée : une première intrusion de granitoïdes leucocrates à grains fins, puis différentes générations de filons de lamprophyres (Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Pennacchioni et Mancktelow, 2007). Ces derniers sont cependant rares dans la zone étudiée. Enfin, la méta granodiorite est traversée par un réseau de veines à

ep+qz+grt±bt±kfs. Ces veines sont généralement sub-verticales et grossièrement de direction E-O. Elles constituent un réseau où, localement assez dense, elles se présentent sous la forme de plans parallèles, parfois composant des structures en échelon. À plus petite échelle, ces veines correspondent parfois à un couloir de veinules parfois interconnectées, parfois également en échelon.

8.3 L'expression de la déformation dans la métagranodiorite du Zillertal

Bien que relativement non-déformé par rapport à ses bordures, le pluton présente néanmoins dans son ensemble de nombreux témoins d'une déformation ductile localisée. Ces zones de cisaillement sont notamment repérables par le décalage engendré sur les enclaves et filons du pluton (Figs. 8.3b et 8.4). Développées au travers de la métagranodiorite, elles se manifestent également par une concentration des biotites sous forme de lits marquant les plans de cisaillement et attestant de gradients de déformation finie au travers de la zone. Ces zones de cisaillement ont largement été décrites d'un point de vue structural sur le versant Italien (Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Pennacchioni et Mancktelow, 2007, 2013). Sur le versant nord, ces marques cisailantes sont également présentes et le recul du glacier Schwarzensteinkees vers le sud a permis l'exposition récente de polis glaciaires inaltérés, offrant ainsi des conditions d'observation macroscopique exceptionnelles. Plusieurs types de zones de cisaillement peuvent être ainsi observés, en particulier des zones de cisaillement dites "doubles" qui font l'objet de cette étude.

8.3.1 Les zones de cisaillement "doubles" (PSZ)

La plupart des manifestations de la déformation localisée consistent en des zones de cisaillement ductiles, de quelques centimètres d'épaisseur, associées aux veines minéralisées à ep+qtz+grt±bt±kfs. Quelques rares veines correspondent directement à des plans de cisaillement fragiles (Fig. 8.4a,b). Ces déformations abruptes pourraient être simplement liées à la cinétique de l'ouverture de la veine, et ne semblent affecter que des veines de grande dimension. Des zones de cisaillement ductiles s'établissent parallèlement de part et d'autre de la veine, à une distance de l'ordre de quelques centimètres à quelques décimètres (Figs. 8.4b,c et 8.5). Elles constituent ainsi des zones de cisaillement "doubles" (ang. *paired shear zones*), appelées par la suite par l'abréviation anglophone PSZ. La longueur des zones de cisaillement ainsi développées reflète l'étendue de la veine, parfois de quelques décimètres (Fig. 8.5a), plus généralement supérieure à 1 m (Fig. 8.5b,c). L'épaisseur ainsi déformée est de l'ordre de quelques centimètres à dizaines de centimètres.

L'association d'un cisaillement ductile local à une veine n'est pas systématique (Fig. 8.4a). Les systèmes de veine activés sont associés à des zones de cisaillement dextres ou sénestres. Ces relations entre cinématique cisailante et veine sont développées en section 8.4.

À l'affleurement, le domaine vierge de déformation au contact de la veine et parfois bordé par les PSZ apparaît généralement légèrement plus leucocrate que la métagranodiorite externe

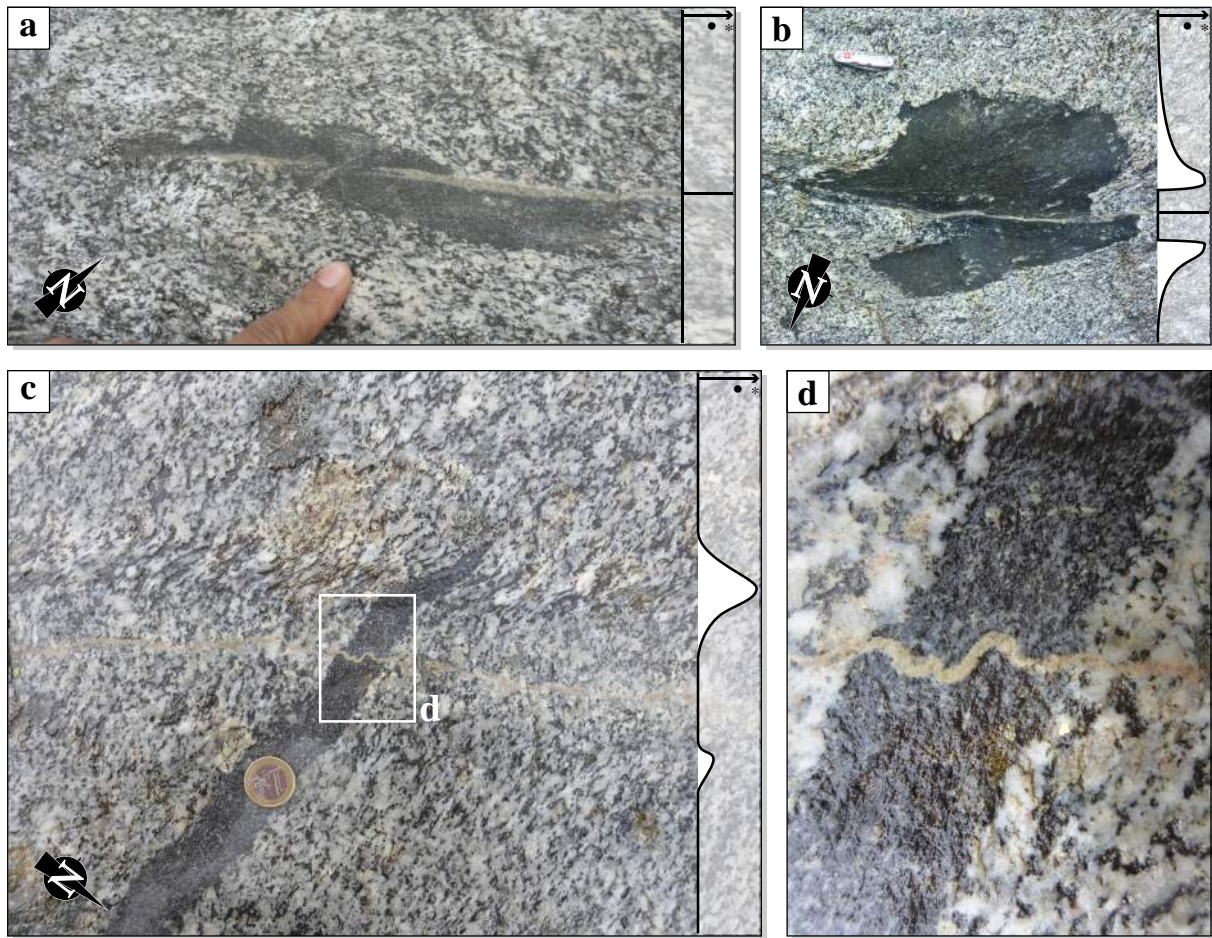


FIGURE 8.4 – Enclaves témoins de la déformation localisée. γ^* : estimation schématique du profil de déformation cisailante finie. a) Cisaillement limité au plan de la veine sans gradient apparent de part et d'autre. b) Cisaillement localisé le long de la veine, d'apparence sénestre. De part et d'autre de la veine, deux zones de cisaillement diffus, dextres et d'épaisseur centimétrique se sont développées à une distance latéralement variable de quelques centimètres. L'encaissant à proximité de la veine n'est pas déformé comme en atteste la bordure de l'enclave à droite. c) Associées à une veine, zones de cisaillement paires différant par l'intensité et l'étendue du cisaillement. d) Vue rapprochée de la veine au travers de l'enclave, plissée (orientation axiale indéterminée). La déformation plicative affectant localement la veine atteste (i) du comportement rhéologique plus faible de l'enclave par rapport à la granodiorite encaissante et (ii) d'une direction de raccourcissement.

(Figs. 8.5b,c et 8.6). Cela atteste d'un probable métasomatisme engendré par des échanges chimiques entre la veine et son encaissant proche ayant conduit à un lessivage des phases sombres (biotites typiquement) ou à des transformations réactionnelles. De plus, ce domaine ne présente pas de marque évidente de la fabrique magmatique caractéristique de la métagranodiorite externe, laissant supposer qu'une recristallisation locale a perturbé l'orientation préférentielle minéralogique héritée. Par la suite, j'utilise donc le terme de "halo métasomatique" ou "halo" pour désigner celui-ci. L'ensemble veine+halo+PSZ constitue ce qui est par la suite dénommé "le système des PSZ" ou "PSZS" (ang. "paired shear zone system"). Les veines correspondent à des plans de dimension finie généralement nets (Figs. 8.4 et 8.6a), plurimétriques (Fig. 8.5) et sont invariablement d'une épaisseur de l'ordre du millimètre. Dans l'encaissant proche (halo), de petits amas de même nature que la veine et de l'ordre du millimètre peuvent parfois être



FIGURE 8.5 – Exemples de zones de cisaillement "doubles" (PSZ) de dimensions variables. a) PSZ courte associée à une veine centrale de dimension finie similaire. Aux extrémités, les PSZ se rejoignent pour ne plus former qu'une zone de cisaillement simple. b) et c) : PSZ de longueur pluri-métrique reflétant la dimension de la veine centrale. b) : L'extrémité sud-est de la veine est reprise en relai par une seconde veine à laquelle sont associées des PSZ qui assurent le "prolongement" de la déformation. c) : La veine ainsi que les PSZ disparaissent vers le sud-est.

observés (Fig. 8.6a). Localement ces veines sont interrompues et semblent plutôt correspondre à un ensemble de plans de veine semi-connectés (Fig. 8.6b). Le long d'une même veine, son épaisseur peut être localement variable, et la largeur du halo peut également varier et sembler refléter les variations de l'épaisseur de la veine centrale (Fig. 8.6c). Au contraire, il n'existe aucune corrélation entre les dimensions du cisaillement (épaisseur et intensité du cisaillement fini) et la largeur de l'ensemble non-déformé interne du PSZS. Cela indique donc simplement que le possible métasomatisme au contact de la veine et l'initiation puis le développement des zones de cisaillement correspondent à deux événements distincts.

De même que toutes les veines ne sont pas nécessairement associées à des PSZ, l'occurrence du cisaillement n'est pas systématiquement partagé en deux zones de cisaillement similaires. Certaines portions de veine sont en effet associées à une seule zone de cisaillement latérale ou à des PSZ témoignant d'intensité de la déformation significativement différentes (Fig. 8.4c). Ces observations n'ont cependant jamais été faites sur l'entière longueur d'une veine.

Localement, des veines, coplanaires et décalées les unes par rapport aux autres, peuvent se succéder formant ainsi un couloir de veines. Le passage d'une veine à une autre se fait au niveau de leurs extrémités respectives définissant ainsi des zones de "relais" de la fracturation (Figs. 8.7 et 8.8) qui assimilent l'ensemble à un système de veines en échelon de grande échelle. Ce relai peut se traduire par le recouvrement latéral de l'étendue des veines (Fig. 8.7) ou non (Fig. 8.8). Dans les deux cas, les PSZ y marquent une zone de transfert de la déformation d'une veine à l'autre (*e.g.*, Bürgmann et Pollard, 1992, 1994). Les cas présentés dans les figures 8.7 et 8.8 illustrent la continuité de la zone de cisaillement centrale, axée sur la zone de relais, alors que

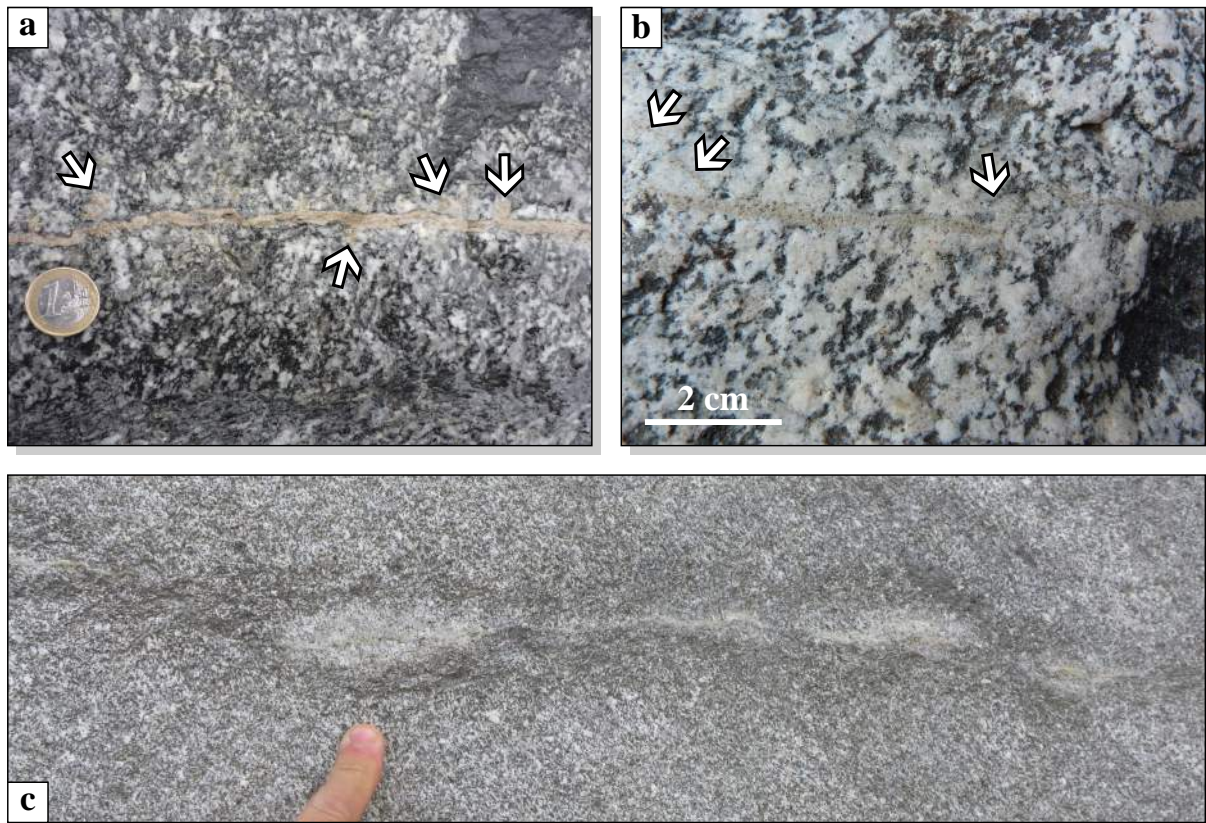


FIGURE 8.6 – Géométrie des veines à $ep+qtz+grt\pm bt\pm kfs$. a) Veine continue nette soulignée par un fin liseret de biotites au contact. Les flèches désignent des amas majoritairement à épidote au voisinage proche de la veine. L'encaissant devient nettement plus leucocrate aux abords de la veine. b) Deux segments majeurs de veine quasiment jointifs (aux deux tiers vers la droite de l'image) et veinules annexes (indiquées par les flèches). c) Veine et sa bordure encaissante leucocrate, elle-même bordée par une enveloppe mélanocrate. Longitudinalement, l'ensemble est d'épaisseur très variable.

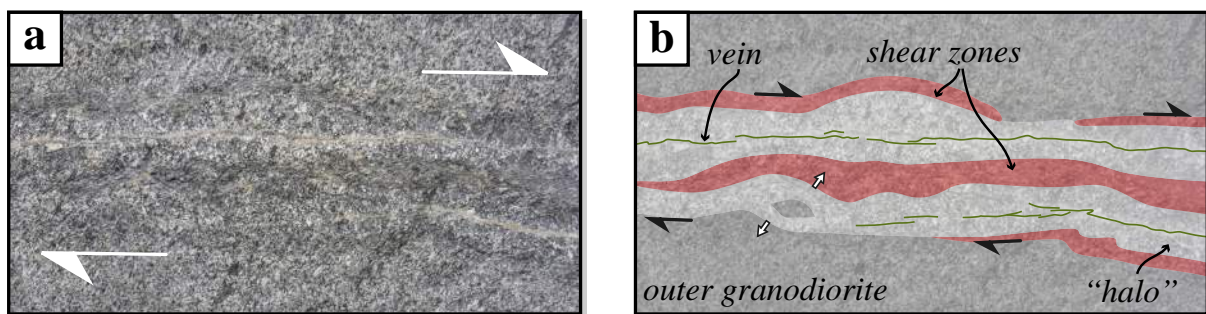


FIGURE 8.7 – a) Vue rapprochée sur la zone de relais de la Fig. 8.5b. b) Interprétation schématique de l'affleurement.

les deux zones de cisaillement à l'extérieur disparaissent.

8.3.2 Autres manifestations du cisaillement localisé

D'autres témoins de la déformation localisée sont observables dans la zone d'étude. Sur les affleurements de la zone de Neves, versant Italien, Mancktelow et Pennacchioni (2005) et Pen-

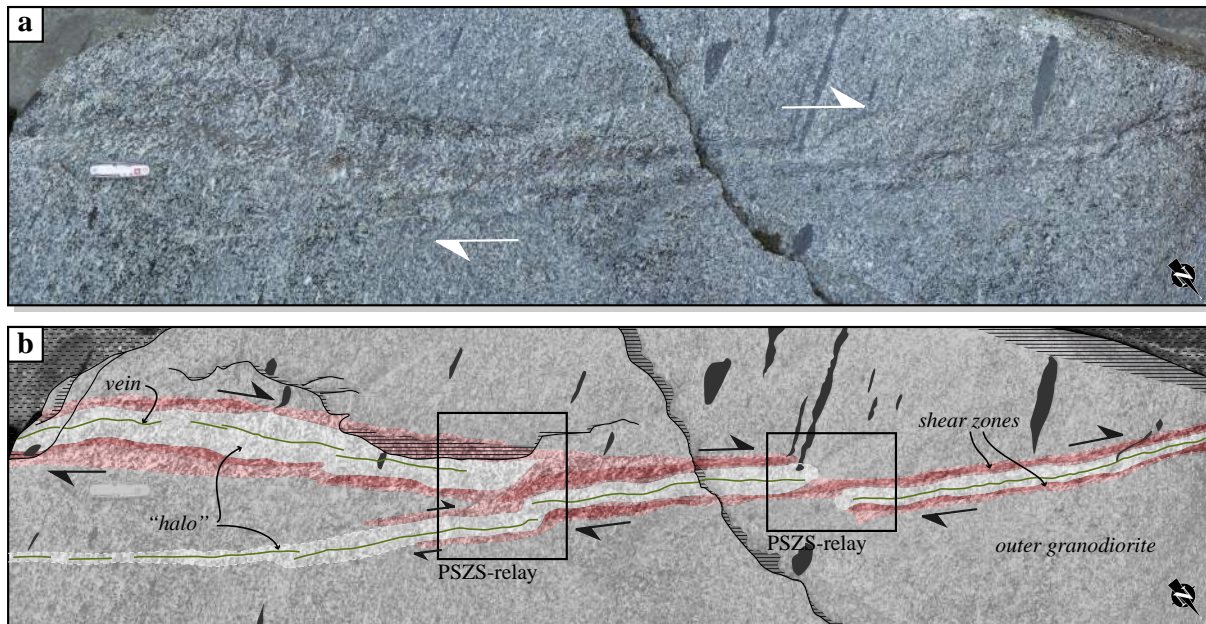


FIGURE 8.8 – PSZ dextres associées à des veines successives en échelon. a) Image brute et b) schématisation des PSZS et relais. Les zones de cisaillement, rosée, exhibent des domaines relativement plus déformés associés à une coloration de rose plus intense. Là où aucune zone de cisaillement n'est associée à la veine, la délimitation entre "halo" et granodiorite externe, floue, est difficile à déterminer.

nacchioni et Mancktelow (2007) décrivent notamment un ensemble cohérent de diverses manifestations de la déformation cisailante. Ces quelques marques observées du cisaillement, mesurées (cf. section 8.4), sont ici décrites brièvement.

La présence d'un filon aplitique volumineux, mécaniquement plus résistant que l'encaissant, favorise la localisation de la déformation à son contact dans la granodiorite (Fig. 8.9a ; e.g., Christiansen et Pollard, 1997). Le gradient de la déformation y atteste d'une augmentation du cisaillement dans l'encaissant jusqu'à la bordure (autres exemples du Zillertal : Pennacchioni et Mancktelow, 2007 : Figs. 3d et 6a,b ; Mancktelow et Pennacchioni, 2005 : Fig. 8b).

Des fractures cicatrisées, sans minéralisation notable peuvent également être le siège central d'une zone de cisaillement ductile repérable à la présence d'une foliation à biotite (Fig. 8.9b). Ces zones de cisaillement, initiées sur des structures fragiles héritées, ont déjà fait l'objet d'études dans divers protolithes (e.g., Mancktelow et Pennacchioni, 2005, 2013; Pennacchioni, 2005; Pennacchioni et Mancktelow, 2007; Segall et Simpson, 1986).

Outre les témoignages de déformation ductile, certains filons aplitiques exhibent d'exemplaires "wing cracks" (Fig. 8.9c). Ces extensions unilatérales alternées d'une fente pré-existante sont caractéristiques d'un domaine en compression (e.g., Misra *et al.*, 2009; Steif, 1984). La génération de ces structures particulières traduit une extension locale parallèle au filon pré-existant.

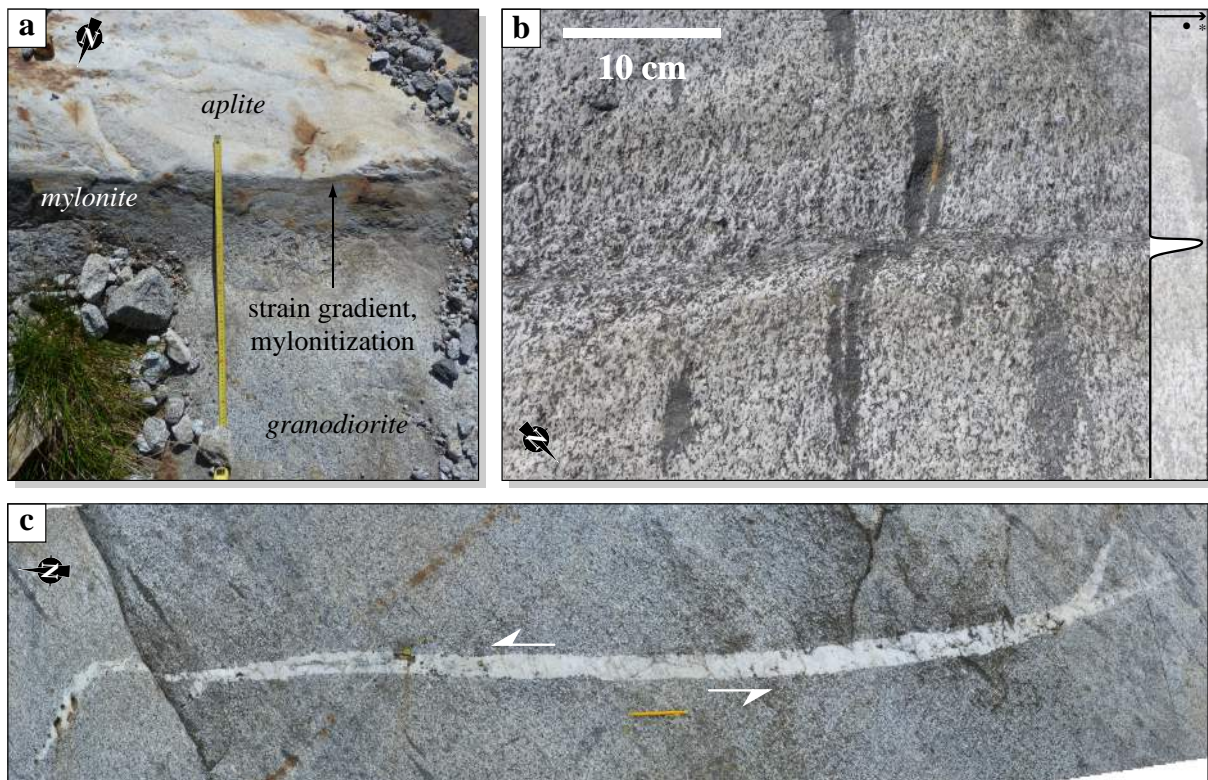


FIGURE 8.9 – Autres manifestations localisées de la déformation. a) Zone de cisaillement mylonitique développée au sein de la granodiorite ici prolongée en bordure d'un filon massif aplitique et arborant un gradient de déformation finie croissant vers le contact. b) Zone de cisaillement simple ancrée sur une fracture consolidée non-minéralisée. γ^* : estimation schématique du profil de déformation cisailante finie. c) Wing crack attestant d'un cisaillement sénestre.

Le pluton granodioritique du Zillertal, encadré au sud et au nord par des contacts structuraux transpressifs crustaux, est dans son ensemble relativement non-déformé. Néanmoins, de nombreux témoins locaux attestent d'une déformation interne timide mais néanmoins généralisée (du sud : *e.g.*, Mancktelow et Pennacchioni, 2005; Pennacchioni et Mancktelow, 2007, au nord : cette étude). Ces manifestations concentrées de la déformation, décrites précédemment, ont fait l'objet de mesures structurales systématiques qui sont présentées et discutées dans la section suivante.

Les PSZ représentent la grande majorité des témoins discrets de la déformation dans la zone d'étude. La déformation n'y est pas initiée sur une hétérogénéité fragile pré-existante ou sur une variation brutale de lithologie. Au contraire, elle semble s'être établie à la limite de deux domaines lithologiques fortement semblables : la métagranodiorite encaissante et un halo légèrement plus leucocrate, vraisemblablement métasomatique. Paradoxalement, les enclaves, moins résistantes que la métagranodiorite (Fig. 8.4d), ont réagi uniquement comme des marqueurs passifs. Ce contraste rhéologique local peut pourtant permettre l'initiation de la déformation localisée à différentes échelles (*e.g.*, Grujic et Mancktelow, 1998; Mancktelow, 2002; Mandal *et al.*, 2004; Riller *et al.*, 2010; Rybacki *et al.*, 2014) et est notamment utilisé dans les modèles numériques pour impulser la concentration de la déformation dans un domaine fini (*e.g.*, Duretz *et al.*, 2014; Kaus et Podladchikov, 2006).

Ces zones de cisaillements doubles sont l'expression d'un processus de localisation de la déformation engendré par une hétérogénéité locale de la résistance mécanique de la roche en relation directe avec des variations locales de la composition chimique et minéralogique. Malgré son implication sur la connaissance de la rhéologie des granitoïdes, composants majoritaires de la croûte continentale, la localisation de la déformation de par une anisotropie d'origine pétrologique n'a cependant pas été véritablement étudié.

L'intensité de ce contraste rhéologique précédant la déformation ainsi que l'orientation de l'hétérogénéité tabulaire sont à la base de l'initiation d'une cinématique cisailante à la limite entre le halo et le reste de la granodiorite. Ces deux aspects mécaniques et géométrique doivent expliquer la localisation particulière de la déformation au niveau des PSZS au détriment de domaines présentant des contrastes lithologiques bien plus francs (*e.g.*, filons, enclaves).

L'orientation des plans de veines et la cinématique des PSZ qui leur sont associées est détaillée dans la section suivante. Les premiers résultats d'une étude pétrométamorphique au travers des PSZS sont ensuite présentés afin d'apporter de nouvelles contraintes clés pour la compréhension de la localisation de la déformation au sein de domaines cristallins sub-isotropes.

8.4 Orientation, cinématique et intensité de la déformation cisailante

L'ensemble des manifestations locales du cisaillement (PSZ, zones de cisaillement simples, wing cracks), affleurant nettement, a fait l'objet de mesures structurales. Les orientations des plans de foliation et des structures pré-existantes associées (veine, fractures consolidées, bordures des dikes) associées à la cinématique du cisaillement (dextre, sénestre) ont été mesurées. Les orientations des veines qui ne sont associées à aucun cisaillement (veines "non-activées", Fig. 8.10a) ont également été mesurées.

8.4.1 Divers degrés du cisaillement

Les zones de cisaillement parcourant la méta-granodiorite du Zillertal, en particulier les PSZ, exposent une très large gamme de degrés de la déformation finie, depuis les prémices de connexions de biotites aux bandes ultra-mylonitiques (Fig. 8.10b-f). De manière qualitative, basée sur le degré de parallélisation de la foliation par rapport à la veine ou à la fracture pré-existante ainsi que sur le degré de mylonitisation, six degrés d'intensité à l'échelle macroscopique ont été définis. Le premier stade se caractérise par l'apparition discrète de rares lits de biotites connectées, parallèles entre eux. Une affirmation du cisaillement sous la forme d'une zone de cisaillement nettement dessinée définit le deuxième stade (Fig. 8.10b). Le troisième degré est atteint lorsque la zone présente un cisaillement fini important marqué par le décalage conséquent des marqueurs passifs, sans pour autant montrer de parallélisation accomplie de la foliation à la fracture pré-existante minéralisée ou non. Le quatrième stade atteste d'une parallélisation achevée. La distinction entre ces deux degrés est parfois difficile à faire compte tenu de la morphologie et de l'épaisseur variées des zones de cisaillement (Fig. 8.10c,d). La mylonitisation définit le franchissement d'un nouveau seuil (Fig. 8.10e,f). Les zones mylonitiques étroites (centimétriques) définissent le cinquième degré d'intensité, et un ultime stade est établi pour les mylonites épaisses (≥ 10 cm).

De façon générale, plus le cisaillement est intense, plus la zone déformée est étendue en longueur. Ainsi les quelques zones continuellement mylonitiques, épaisses (*i.e.*, sixième stade), peuvent traverser les plutons sur de grandes distances de l'ordre de quelques centaines de mètres (Fig. 8.11). Ainsi, avec l'intensification de la déformation, le réseau de zones de cisaillement se densifie par l'allongement des structures. Par conséquent, celles-ci tendent à se connecter les unes aux autres constituant alors un réseau anastomosé (Fig. 8.11b).

8.4.2 Distribution de la déformation en trois dimensions

Les orientations des différentes structures cisailantes, associées à la cinématique et l'intensité de la déformation sont représentées dans le stéréogramme de la figure 8.12. De façon générale, les plans de ces structures sont fortement pentés à sub-verticaux et préférentiellement orientés E-O avec une variabilité de l'azimut de l'ordre de $\sim 90^\circ$.

Les directions de la linéation et les sens de cisaillement (dextre, sénestre) sont ici représentés directement sur le pôle correspondant au plan porteur. Cette transcription schématique, dite de "Hoeppner", permet d'alléger efficacement le stéréogramme en s'épargnant la représentation de multiples plans, mais tout en conservant les informations nécessaires à l'interprétation de la cinématique du cisaillement. La cinématique s'exprime généralement de manière dextre

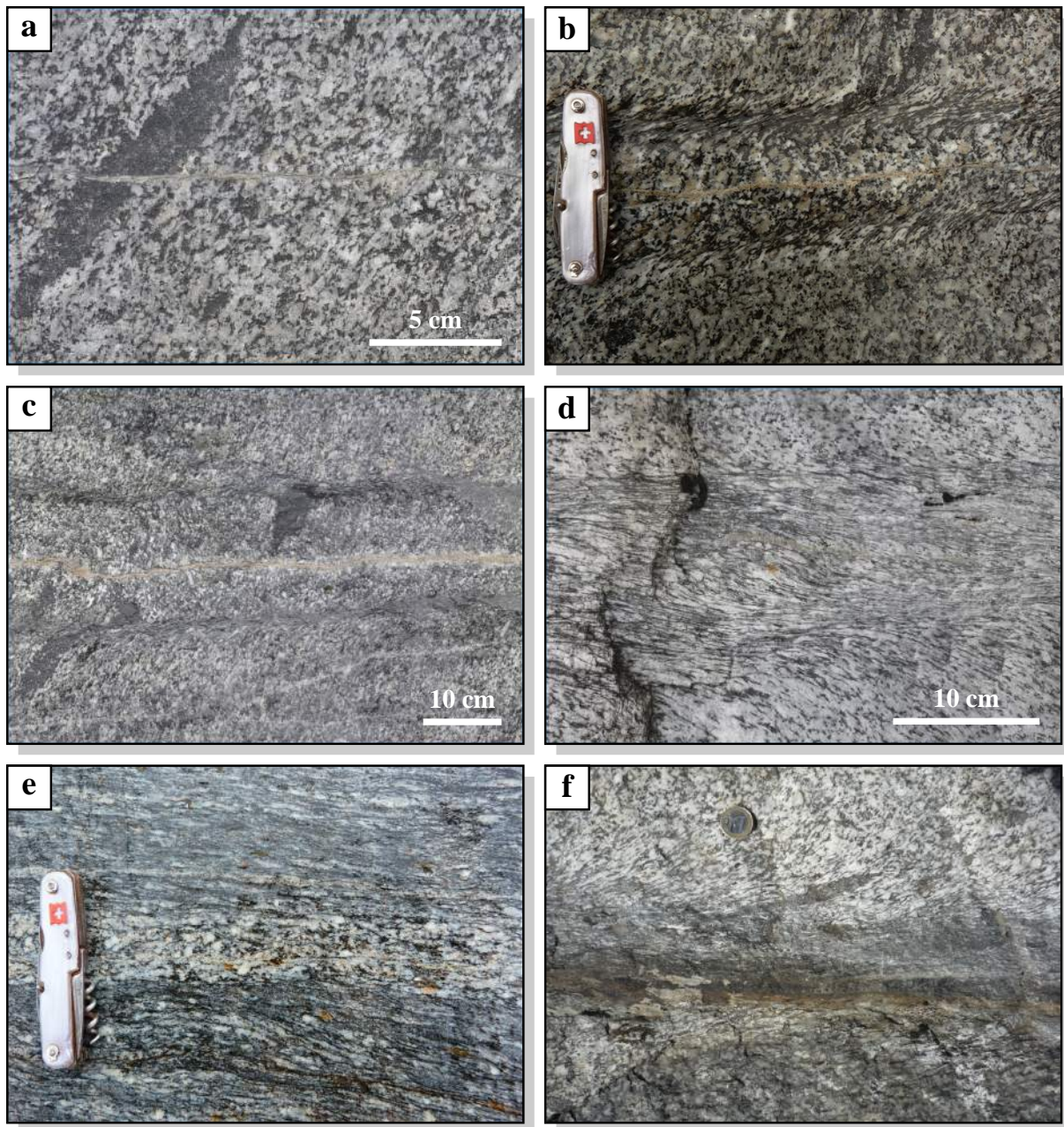


FIGURE 8.10 – Différents stades macroscopiques de développement de PSZ. Par ordre croissant d'intensité de la déformation finie : a) Veine sans zone de cisaillement localisée associée. L'élongation de l'enclave basique indique la direction apparente d'étirement de la fabrique pervasive de la granodiorite dans le plan d'observation. b) PSZ d'échelle centimétrique exposant le premier stade d'un cisaillement nettement localisé. c) Veine et PSZ montrant une intense localisation de la déformation par rapport à la largeur totale de l'ensemble veine+halo+zone de cisaillement. d) Zone de cisaillement hautement déformée incluant un segment de veine étroitement entouré d'un matériel moins déformé. e) Veine et son halo granodioritique légèrement déformée par rapport à la large zone de cisaillement mylonitique environnante (~ 10 m). f) Zone de cisaillement ultra-mylonitique montrant latéralement un gradient de la déformation finie jusqu'au stade de la granodiorite non-déformée.

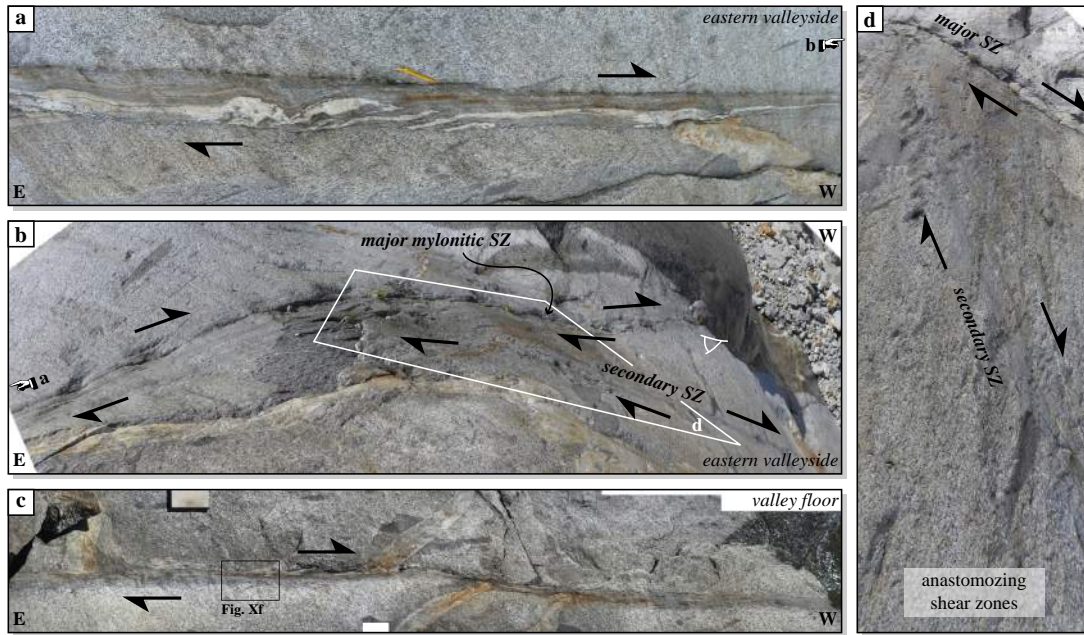


FIGURE 8.11 – Trois segments d’une même zone de cisaillement mylonitique épaisse d’une dizaine de centimètres. Ce couloir de déformation s’établit au travers du vallon de la zone d’étude, d’un flanc à l’autre, i.e. sur plusieurs centaines de mètres. a) et b) Sections jointives sur le flanc est et c) section en fond de vallon, au niveau du torrent. La section centrale, prise en contre-plongée, montre une seconde zone de cisaillement dextre, plus au nord, qui s’anastomose sur la première. Le site où se connectent les deux zones de cisaillement est illustré en d). La surface d’affleurement des images b) et d) présentant une pente tout à fait appréciable, ces photos ne permettent malheureusement pas de distinguer clairement le point d’anastomose.

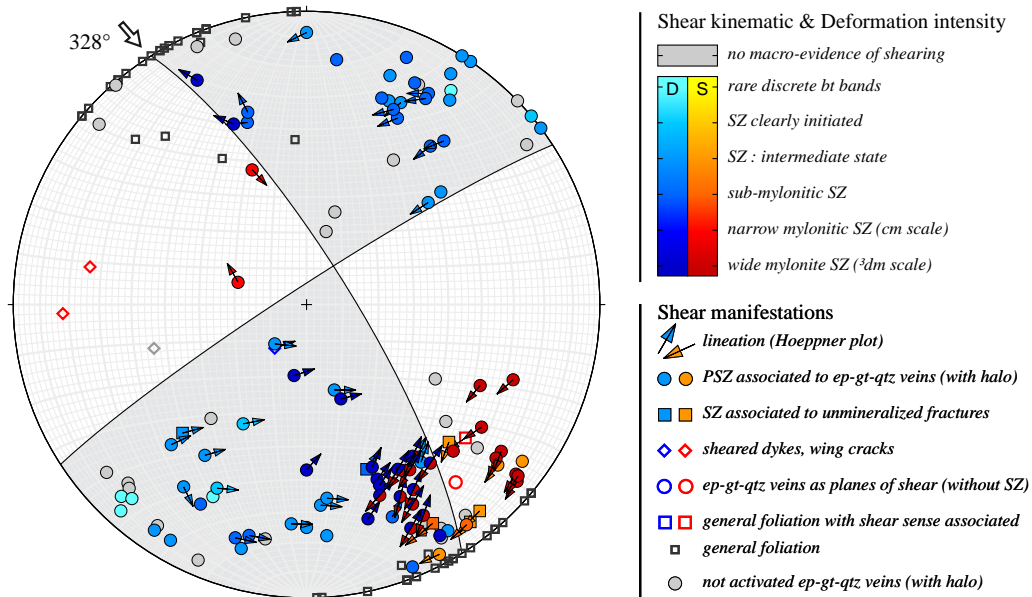


FIGURE 8.12 – Représentation stéréographique (hémisphère inférieure) de l’ensemble des données structurales acquises. La couleur de chaque symbole représente le sens (D : dextre (bleu), S : senestre (orangé)) et l’intensité du cisaillement. Les linéations sont représentées directement sur les pôles des plans porteurs selon la schématisation de Hoepfner. L’axe principal des contraintes en est déduit à $\sim 328^\circ$.

et les manifestations sénestres sont rares. Néanmoins, une compartimentation des données cinématiques en paires de quartiers sénestres et dextres des pôles des plans est possible. Celle-ci indique un axe principal des contraintes compressives orienté NO - SE ($\sim N328^\circ$). Cette estimation est compatible avec l'orientation $N345^\circ$ légèrement plus méridienne déduite par Pennacchioni et Mancktelow (2007) sur la zone d'étude de Neves au sud-ouest, sur le versant Italien.

Les couleurs utilisées dans la représentation des pôles sur la figure 8.12 indiquent l'intensité du cisaillement selon les stades définis dans la section précédente et la figure 8.10. Malgré leur statut qualitatif, elles laissent apparaître une nette tendance, principalement remarquable dans les quarts dextres où les mesures abondent plus. Le cisaillement apparaît faiblement marqué sur les plans axés NO-SE et s'intensifie nettement vers la direction perpendiculaire qui s'assimile à l'axe d'allongement maximal.

Les zones de cisaillement ductiles, et tout particulièrement les PSZ témoignent de différents stades de l'évolution cinématique des prémices d'une déformation localisée par connection timide des biotites au stade mylonitique anastomosé (section 8.4.1 Figs. 8.10 et 8.11). Ces différentes PSZ peuvent donc être étudiées comme tout autant d'étapes successives du développement de la déformation ductile localisée. Les PSZ, déployées à l'interface entre deux domaines lithologiques relativement similaires constituent de très bons candidats pour la compréhension de la variabilité de la rhéologie des roches granitiques. La suite de ce chapitre s'attaque donc à analyser finement les PSZ afin de mieux cerner l'initiation de la déformation localisée.

8.5 Les PSZ comme témoins de la variabilité de la rhéologie des roches crustales

Les zones de cisaillement doubles (PSZ) constituent des cas exemplaires d'une localisation de la déformation ductile le long d'un domaine non-affecté par une déformation fragile pré-existante. Elles sont d'autant plus remarquables qu'elles sont associées parallèlement à des fractures minéralisées qui ne montrent pas de trace d'une reprise en cisaillement. L'hétérogénéité permettant l'initiation de la localisation de la déformation n'est donc pas d'ordre structurale. La faiblesse rhéologique locale précédant le cisaillement localisé dérive donc nécessairement d'une variation de la nature lithologique au travers de la roche. Autrement dit, des fluctuations de la composition minéralogique sont probablement à l'origine de l'apparition des PSZ dans la méta-granodiorite du Zillertal. Nous allons donc par la suite tenter d'apporter des éléments de réponse à la question suivante :

Dans quelles mesures les variations minéralogiques peuvent concrètement contrôler le comportement rhéologique et, par conséquent, l'initiation de la déformation localisée ?

Les variations minéralogiques peuvent résulter de deux phénomènes. D'une part, à composition chimique identique dans l'ensemble de la roche, elles peuvent correspondre à des variations paragenétiques induites par des conditions physiques environnantes (pression-température) localement différentes. D'autre part, elles peuvent s'expliquer par un contraste local de la composition chimique de la roche. Compte tenu de la petite échelle à laquelle se sont établies ces zones de cisaillement, la première explication apparaît peu probable. De plus, la présence de la veine au centre du PSZS, agissant comme un drain pour la circulation des fluides, constitue un candidat sérieux pour la justification d'une variation latérale de la composition chimique.

Afin de tester cette hypothèse, une analyse pétrologique fine doit être entreprise au travers d'exemples de PSZS. Les cas étudiés doivent présenter nettement les différentes composantes du système, à savoir une fracture minéralisée la plus franche possible et une déformation cisailante clairement établie au-delà d'un halo épais et franc. Néanmoins, un cisaillement trop intense risque de perturber sensiblement le signal minéralogique ante-déformation. C'est ainsi que, pour l'ensemble de ces qualités réunies, l'échantillon Zi13 – 09 a été sélectionné (Fig. 8.13).

L'échantillon Zi13 – 09 correspond à un bloc massif récolté dans le prolongement du PSZS à ~ 2 m au sud-est de l'affleurement illustré dans la figure 8.8 Il comprend la quasi totalité du PSZS ainsi qu'une large portion de la métagranodiorite externe (Fig. 8.13b).

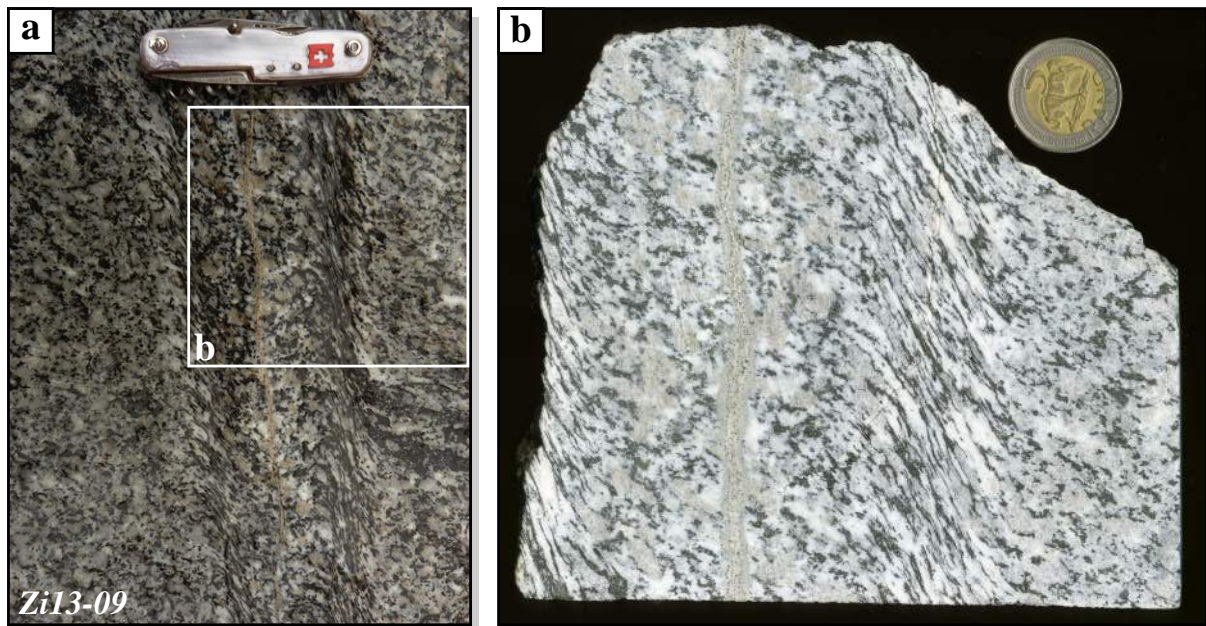


FIGURE 8.13 – Échantillon Zi13 – 09 sélectionné pour l'analyse pétrologique. a) Affleurement correspondant. b) Section de l'échantillon dans le plan de cisaillement maximal (perpendiculaire à la foliation et colinéaire à la linéation).

L'approche adoptée intègre un ensemble d'examens complémentaires qui, a terme, permettront de remonter à l'état rhéologique ante- et syn-déformation. En premier lieu, cela passe par une analyse des compositions chimiques et minéralogiques afin de détecter de possibles contrastes significatifs pouvant expliquer un contraste rhéologique. Ensuite, l'étude pétrologique, structurale et microstructurale des différents domaines du PSZS (veine, halo, zone de

cisaillement et granodiorite externe) vise à mieux comprendre les relations minéralogie - déformation - rhéologie au cours du temps.

Dans les prochaines sections, je présente donc les résultats relatifs à l'évolution des compositions chimiques sur roche totale puis minéralogiques au travers du PSZS. Les traits paragéométriques et structuraux seront ensuite détaillés.

8.6 Évolution de la composition chimique au travers du PSZS

Afin de rendre compte de l'état de la composition chimique au travers de la zone de cisaillement et des milieux non-déformés voisins, une série de cinq poudres a été réalisée pour analyse chimique sur roche totale. Chacune d'entre elles correspond à un niveau particulier du PSZS : (i) au cœur du halo non-déformé, (ii) à la bordure interne (côté veine) de la zone de cisaillement, (iii) au sein de la zone de cisaillement, (iv) à sa bordure externe, et enfin (v) dans la méta-granodiorite externe non-déformée. Une large quantité de poudre a été produite pour chacun des cinq domaines. Certains d'entre eux, étroits (les bordures de la zone de cisaillement en particulier) ont fait l'objet d'un échantillonnage méticuleux afin d'éviter au maximum toute contamination par les niveaux voisins. Les poudres ont ensuite été envoyées au laboratoire **AcmeLabTM** à Vancouver (Canada) pour analyse des éléments majeurs.

Les résultats bruts sont donnés en pourcentages massiques des éléments sous forme d'oxydes (pour Si, Al, Fe, Mg, Ca, Na, K, Ti, P, Mn et Cr) ou en ppm d'éléments purs (pour Ba, Ni, Sr, Zr, Y, Nb et Sc). Ils sont consultables en annexe C.2, page 320, tableau C5. Connaissant les masses molaires respectives, ces données massiques sont ensuite converties en valeurs molaires. Les oxydes sont retranscrits en quantité molaire du cation correspondant. La quantité molaire propre à chaque cation est alors factorisée par le nombre de charge porté par l'élément considéré. Le titane, supposé non-mobile dans le système est ensuite pris comme référence tel que toutes les valeurs molaires lui sont normalisées. Enfin, pour chaque échantillon, les quantités molaires sont normalisées à 100% de telle sorte à pouvoir comparer les différentes compositions chimiques sur un même pied d'égalité. Les résultats traités sont consultables en annexe C6, page 322.

Les résultats traités sont ainsi exposés dans la figure 8.14. Les compositions chimiques au travers du PSZS y sont normalisées par rapport à celle de la granodiorite externe. Cela permet ainsi de visualiser simplement les gains et pertes relatifs en éléments chimiques majeurs en se rapprochant du cœur du PSZS.

Les résultats montrent des compositions chimiques relatives à la méta-granodiorite externe pouvant atteindre $\pm 20\%$, mais sont généralement de l'ordre de $\pm 10\%$. Le silicium et l'aluminium témoignent de variations très faibles au travers de l'ensemble du système. Un appauvrissement de 6% en Al est néanmoins notable dans le halo. Ces variations sont relativement faibles au regard des fluctuations subies par les autres éléments chimiques. Le fer et le magnésium affichent des tendances très similaires entre elles, à savoir un enrichissement vers le cœur de la zone de cisaillement ($\sim 9\%$ et $\sim 19.5\%$ respectivement) puis un appauvrissement vers le halo ($\sim -14\%$ et $\sim -17\%$ respectivement). Ces variations sont systématiquement plus remarquables pour le

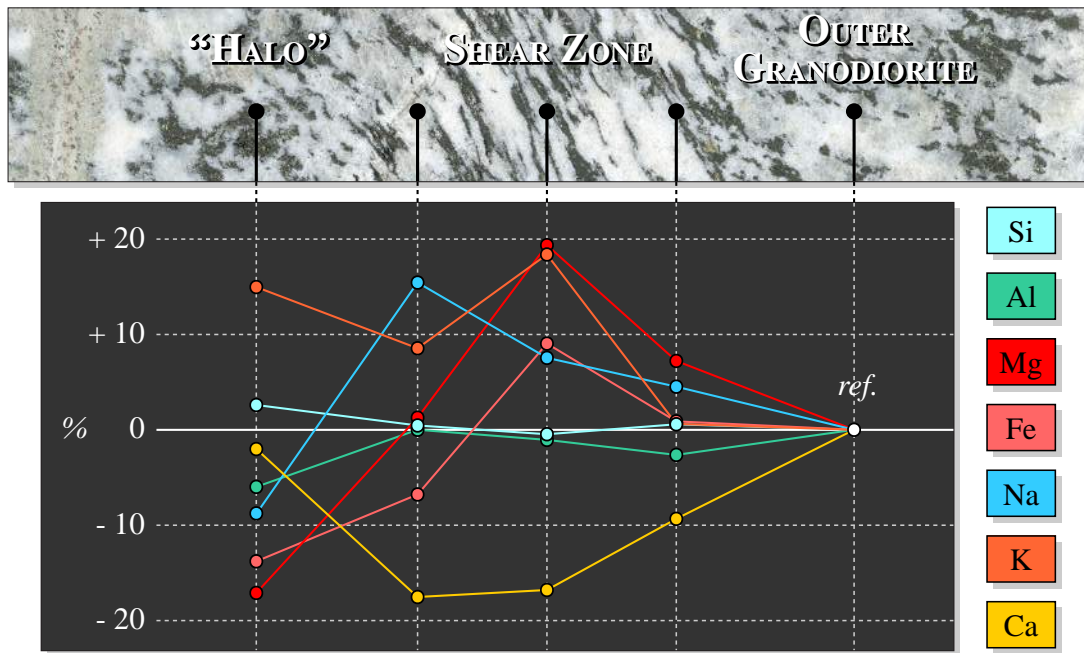


FIGURE 8.14 – Évolution de la composition chimique en éléments majeurs (Si, Al, Mg, Fe, Na, K, Ca) au travers du système de la PSZ. Les résultats sont présentés normalisés à la composition de la granodiorite encaissante (en %).

magnésium. Les bordures affichent simplement des stades intermédiaires des variations de Fe et Mg entre la granodiorite externe, le cœur de la zone de cisaillement et le halo non-déformé. De la granodiorite externe à la zone de cisaillement, la roche s'enrichit progressivement en sodium et atteint un pic au niveau de la bordure interne de la zone cisailée ($\sim 15.5\%$). La concentration relative en Na chute ensuite dans le halo non-déformé à $\sim 8.8\%$. Cette évolution générale du sodium au travers du système s'oppose radicalement à celle du calcium. En effet, celui-ci diminue de la granodiorite de référence vers la bordure interne de la zone du cisaillement où sa chute relative atteint $\sim -17.5\%$. Sa concentration dans la roche remonte ensuite dans le halo pour retrouver une valeur similaire à celle de la granodiorite externe. Enfin, le potassium est plus concentré à partir de la zone de cisaillement. Il montre une évolution transversale en "dents de scie" avec un premier enrichissement remarquable atteint au cœur de la zone de cisaillement ($\sim 18.4\%$). Au niveau de la bordure interne, cette enrichissement décroît de plus de moitié. Le halo non-déformé montre enfin un second pic de proportion compositionnelle en K avec un enrichissement de $\sim 15\%$ par rapport à la granodiorite de référence.

De manière générale, la composition chimique de la métagranodiorite externe varie faiblement vers la bordure externe de la zone de cisaillement. Les variations de composition chimique y restent cantonnées à moins de $\pm 10\%$. Un changement plus important apparaît au cœur de la zone de cisaillement. Celle-ci atteste d'un enrichissement brutal en fer, magnésium et potassium à hauteur de 10 à 20%. Celui-ci s'accompagne d'une élévation non-négligeable de composition en sodium. A contrario, le calcium diminue de plus de 15% dans la zone de cisaillement; baisse qui se confirme ensuite dans le prolongement à la bordure interne. Cette dernière se caractérise par un appauvrissement relatif au domaine le plus cisailé en magnésium, fer et potassium à la faveur d'une élévation de la concentration en calcium. Dans le halo, l'appauvrissement en magnésium et fer (et dans une moindre mesure du sodium et de l'alumi-

nium) est contrebalancé par un enrichissement en potassium.

Entre la métagranodiorite externe et le halo non-déformés, deux transitions chimiques apparaissent. De la métagranodiorite vers le cœur de la zone cisailée, on enregistre ainsi une concentration en magnésium, fer et potassium et une diminution progressive en calcium. Du halo non-déformé vers la bordure interne de la zone de cisaillement, la roche s'appauvrit en calcium tout en s'enrichissant en sodium. Ainsi, la zone de cisaillement, en son cœur, est le lieu d'un enrichissement en fer et magnésium. La bordure interne correspond quant à elle à un pic du sodium et à une chute de la proportion du calcium.

Il est justifié de s'interroger si la granodiorite externe, prise comme référence, constitue réellement un domaine non-affecté par les variations chimiques propres aux PSZS. Néanmoins, le passage de la granodiorite à la bordure externe de la zone de cisaillement s'accompagne de très faibles changements de composition chimique au regard des fluctuations plus internes au système. Les variations chimiques majeures intervenant au passage du cœur de la zone de cisaillement et de sa bordure interne constituent ainsi des points clés à la compréhension de l'initiation d'un cisaillement confiné. Il est cependant probable qu'une partie ou même l'ensemble du système ait été affecté par une contamination chimique ultérieure à la déformation par interaction entre la veine et son encaissant. Auquel cas, les variations enregistrées au travers du PSZS résulteraient de perturbations chimiques cumulées et ne refléteraient que partiellement l'état chimique au moment du cisaillement.

L'examen pétrologique de l'ensemble du PSZS ainsi que de la chimie des différentes phases minérales doit alors nous permettre de déterminer si la roche a pu subir plusieurs vagues d'infiltration chimique. Par la suite, je présente donc une analyse quantitative et qualitative de l'évolution minéralogique au travers du PSZS. La composition globale est dans un premier temps approchée. Dans un second temps, les signatures chimiques des phases minérales dans les différents niveaux du PSZS sont analysées.

8.7 Évolution générale de la composition minéralogique du halo à la métagranodiorite externe

Afin d'analyser la composition minéralogique globale au travers de l'ensemble du système de la PSZ, une série de lames a été extraite de l'échantillon Zi13 – 09 (Figs. 8.13 et 8.15). Ces lames ont été réalisées de telle sorte à balayer l'ensemble du système, de la veine à la métagranodiorite externe non-déformée. Quatre lames sont notamment ici examinées et les domaines qu'elles recouvrent sont représentés sur la figure 8.15. La première intègre la veine et le halo non-déformé jointif. Les jonctions entre le halo et la zone de cisaillement puis la granodiorite externe sont assurées par les deuxième et troisième lames, respectivement. Enfin, une dernière lame recouvre la granodiorite non-déformée à l'extérieur du PSZS.

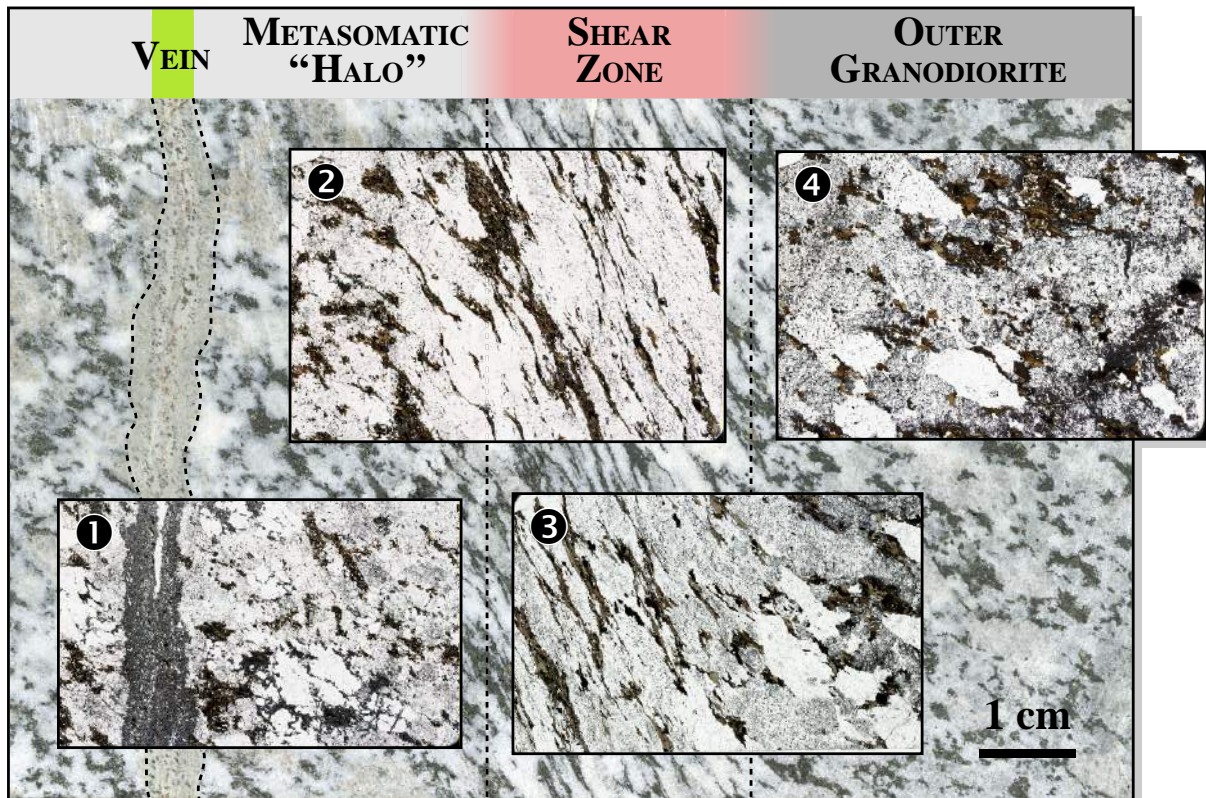


FIGURE 8.15 – Extrait de la section de l'échantillon Zi13 – 09 présentée en figure 8.13b. Les quatre lames de référence étudiées, scannée en lumière naturelle, y sont schématiquement associées, à l'échelle, aux domaines respectifs qu'elles recouvrent.

La composition minéralogique d'un échantillon traduit un état minéralogique initial de la roche qui a pu être modifié par transformations réactionnelles métamorphiques. Ce métamorphisme traduit le rééquilibrage énergétique de la roche face aux variations de pression-températures environnantes. Il peut également résulter de modifications chimiques locales (apports ou pertes en éléments). Les PSZS de la métagranodiorite se sont développés dans le faciès amphibolite à épidote au moment de la phase du "métamorphisme des Tauern" (Friedrichsen et Morteani, 1979; Hoernes et Friedrichsen, 1974). Dans la zone étudiée, les conditions pression de ce métamorphisme sont de 7 à 9 *kbar* pour des températures probablement > 600°C (section 8.2.2, Fig. 8.2b). Les compositions chimiques et minéralogiques finales, présentées dans la section 8.6, attestent de maxima de gains et pertes au travers du PSZS, et plus particulièrement au niveau de moitié interne des zones de cisaillement (Fig. 8.14). Les conditions particulières de l'environnement physique (P-T) des roches lors de la déformation, associées aux variations transversales de la chimie totale, peuvent engendrer des variations de la composition minéralogique. Dès lors, deux questions fondamentales se posent.

- Les variations chimiques observées rendent-elles compte de variations minéralogiques significatives au travers du PSZS ?
- Ces variations chimiques et minéralogiques traduisent-elles réellement l'état de la roche lors de la phase de déformation localisée ?

En premier lieu, je présente donc une étude aboutissant à la quantification de l'évolution de la composition minéralogique au travers du PSZS dans l'état actuel de la roche. L'analyse de la composition chimique des différents minéraux dans les différents domaines du PSZS est ensuite présentée. Cela permet alors de concrétiser le lien entre les compositions chimiques et minéralogiques observées. L'analyse pétrologique des paragenèses associées aux structures et micro-structures observables vise enfin évaluer l'état minéralogique au moment de la phase de déformation.

8.7.1 Choix de la méthode

Afin de déterminer la composition minéralogique, l'observation des lames au microscope optique permet de distinguer et reconnaître à l'oeil les différentes phases. Cependant, aucune quantification nette ne peut être réalisée. Deux options s'offrent alors.

D'une part, à partir des compositions chimiques sur roche totale et des lois de la thermodynamique, les différentes paragenèses stables peuvent être définies au travers de l'espace P-T dans des diagrammes appelés "pseudo-sections". Ces pseudo-sections sont calculables à partir de logiciels de type *Thermocalc*, *Perplex* ou *Theriak-Domino*, pour les plus fréquemment utilisés. Ce travail permet alors de cerner le champs de stabilité P-T de chaque domaine en fonction des minéraux répertoriés. Les limites du champs sont constituées par des lignes de disparition ou d'apparition de phases minérales. Au travers de ces champs paragenétiques stables, la composition minéralogique des phases intégrées peut être extraite. Pour chaque domaine, une gamme de différentes proportions relatives des minéraux est donc possible. Les pseudo-sections peuvent également intégrer la variabilité des compositions chimiques relatives aux différentes phases minérales (*e.g.*, dans les biotites, le rapport du magnésium ou du fer sur la somme des deux : X_{Mg} et X_{Fe} , respectivement). Connaissant certains de ces rapports chimiques spécifiques, il est alors possible de restreindre la dimension du champs paragenétique de stabilité, et par conséquent les gammes de compositions minéralogiques théoriques.

D'autre part, il est possible de quantifier la composition minéralogique directement à partir de l'analyse des échantillons. Pour cela, le microscope électronique à balayage (MEB, ang. *scanning electron microscope*, SEM) s'avère être un outil puissant, facile d'utilisation, et qui complète efficacement le microscope optique. Pour l'analyse au MEB, l'échantillon doit, au préalable, avoir fait l'objet d'un minutieux polissage. La surface, la plus nette et régulière possible, est recouverte d'un fin film conducteur de carbone et la lame est ensuite placée dans une chambre du MEB. Une fois le vide fait, l'échantillon est prêt à être examiné par balayage d'un faisceau d'électrons. Au contact de l'échantillon, les électrons bombardés sont soit rétrodiffusés, soit amènent l'échantillon à émettre des électrons secondaires. Ces deux types de signaux électroniques sont alors dépistés par des détecteurs spécifiques. La quantité totale d'électrons ainsi collectée est directement proportionnelle au nombre atomique (Z) des éléments chimiques constituant les minéraux en surface de la lame. Plus les constituants sont lourds, plus les électrons ainsi rendus sont nombreux, et plus le signal sera retranscrit en teinte claire à l'écran. Les images issues du balayage électronique permettent ainsi, dans la gamme des gris affichée, de visualiser clairement les contrastes de densité atomique (contrastés de Z) entre minéraux de composition différente. Chaque phase minérale se caractérise ainsi par une nuance relative de gris. Le contraste et la brillance des images peuvent être modifiés directement lors de l'acquisition. Ainsi, certaines faibles variations chimiques locales peuvent être détectées en focalisant

le spectre des gris sur la gamme étroite de la variabilité du nombre d'électrons détectés dans la zone. Par exemple, les zonations chimiques au travers des minéraux peuvent alors être repérées. Le MEB s'avère donc un outil très puissant pour détecter et quantifier les différentes phases minérales présentes à la surface d'un échantillon.

Ces deux méthodes utilisent des outils puissants pour la détermination des compositions minéralogique. La première (pseudo-sections) est basé sur modèle thermo-dynamique qui présente l'avantage supplémentaire de fournir des contraintes spécifiques vis-à-vis des conditions P-T atteintes par la roche. Cependant, les compositions minéralogiques calculées peuvent être très variables au sein d'un même champs de stabilité. Ce risque est particulièrement présent dans le cas de l'analyse des granitoïdes où les paragenèses peuvent occuper de vastes champs de stabilité dans le diagramme P-T. La seconde apporte l'information minéralogique de manière directe par l'utilisation d'un outil analytique, mais à l'échelle de la zone sélectionnée au sein de la lame. Un balayage complet des lames peut néanmoins être réalisé. Les images doivent ensuite être traitées pour convertir les cartes de nuances de gris en cartes de phases minérales. Dans les deux cas, le temps nécessaire à l'obtention du résultat peut s'avérer long.

Les lames pour observation au MEB ayant été prêtes bien avant les résultats d'analyse chimique sur roche totale, j'ai ainsi opté de me focaliser en premier lieu sur la seconde méthode. Celle-ci s'exécute selon deux étapes : (i) l'acquisition d'un ensemble d'images MEB en contrastes de Z, à petite échelle, pour constituer un maillage complet des différentes lames, et (ii) l'utilisation d'un programme de traitement des images pour en extraire les cartes de composition minéralogique. Le traitement d'une image MEB est loin d'être évident et doit surpasser bon nombre de difficultés (bruit et autres perturbations lors de l'acquisition, ressemblance de signature électronique entre différentes phase minérales, défauts de surface de la lame, ...). Afin de résoudre ces difficultés une à une, j'ai donc développé un programme Matlab[®] d'analyse matricielle et spectrale des images acquises par MEB, intitulé SEMI-Pro (pour l'ang. *SEM Image Processing*).

Le programme SEMI-Pro, au stade de première version, a été écrit spécialement pour traiter les images MEB acquises dans le cadre de l'étude sur les zones de cisaillement de la métagrano-diorite du Zillertal. Il donne actuellement satisfaction vis-à-vis des objectifs recherchés (Fig. 8.16). La réalisation de cartes balayant l'ensemble des quatre lames de l'échantillon Zi13 – 09 (Fig. 8.15) a pu être accomplie (voir section suivante, Fig. 8.17). La description concise des actions successives opérées par le programme SEMI-Pro est consultable dans l'annexe D page 348. Une réflexion exhaustive sur les améliorations à apporter au programme y est également portée.

8.7.2 Estimation de l'évolution générale de la composition minéralogique

L'objectif est ici d'évaluer l'évolution de la composition minéralogique au travers du PSZS, et principalement du halo non-déformé à la granodiorite externe non-déformée en passant par la zone de cisaillement. La signature minéralogique transversale doit pouvoir donner des clés pour la compréhension de l'initiation du cisaillement localisé.

Pour cela, l'ensemble des quatre lames recouvrant la succession des différents niveaux du PSZS de l'échantillon Zi13 – 09 (Fig. 8.15) a intégralement été balayé au MEB. Chaque lame

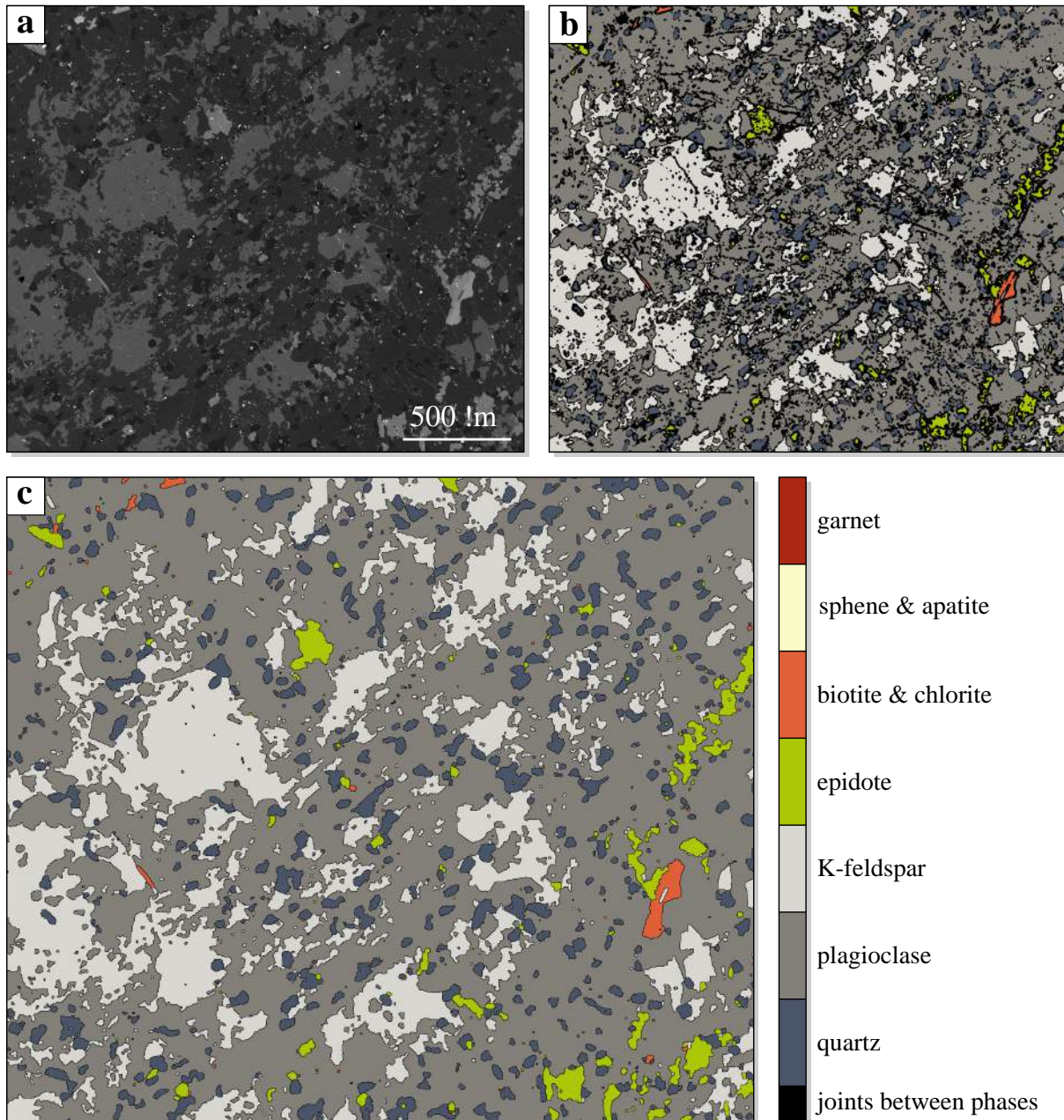


FIGURE 8.16 – Résumé d’attribution de phases minérales à partir d’une image MEB brute (a) via le programme SEMI-Pro (cf. annexe D, page 348). b) Image traitée après “grignotage”. c) Image traitée finale. L’échelle des couleurs attribuées aux différentes phases minérales est utilisée par la suite dans l’ensemble de l’étude.

représente un maillage d’environ un dizaine par une bonne quinzaine d’images MEB (à l’échelle indiquée sur la figure 8.16a), soit de 150 à 200 images. Ce travail d’acquisition a précédé un long travail de traitement matriciel et spectral, généralement réalisé en mode manuel. En sortie, du balayage complet des lames au MEB ressort une cartographie minéralogique précise au travers de l’ensemble du PSZS. La figure 8.17a expose ces cartes minéralogiques globales.

Le recouvrement des lames sur l’axe transversal du PSZS permet d’avoir une vue générale concrète de l’évolution minéralogique (Fig. 8.17a). Celle-ci peut s’observer en qualité de proportion des différentes phases minérales, mais également en terme de structure.

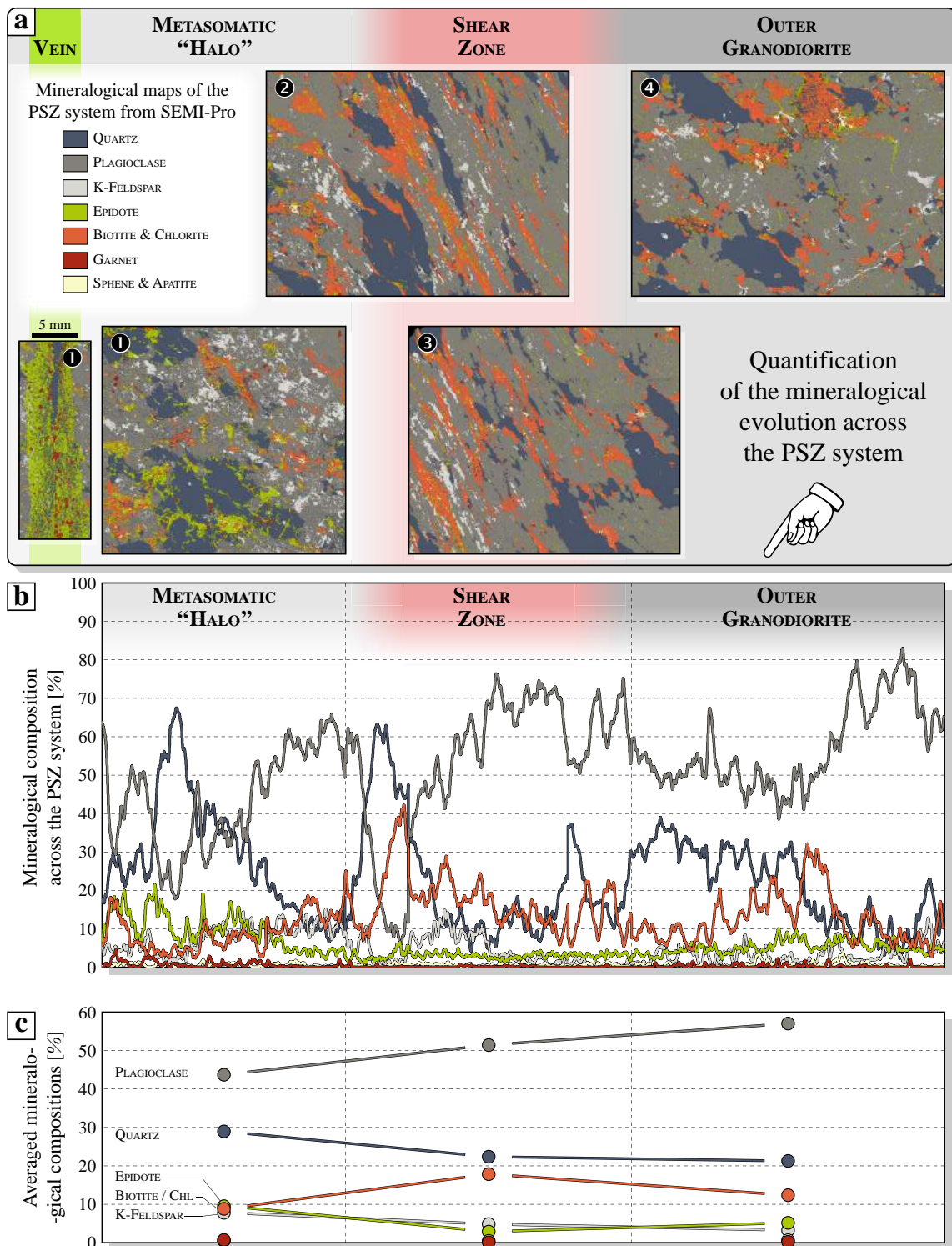


FIGURE 8.17 – Évolution de la composition minéralogique au travers du système de la PSZ de l'échantillon Zi13 – 09 sur la base des quatre lames présentées dans la figure 8.15. a) Cartes minéralogiques correspondantes établies grâce au programme SEMI-Pro. Les lames sont positionnées selon leurs localisations relatives au travers du PSZS. b) Évolution de la composition minéralogique (pourcentage surfacique) au travers du PSZS quantifiée à partir des cartes minéralogiques présentées en a). c) Composition minéralogique moyenne dans les trois niveaux principaux du PSZS : le halo, la zone de cisaillement et la granodiorite externe. Les tendances des phases minérales majeures sont soulignée.

La question de la représentabilité d'une lame comme témoin d'un état minéralogique global se pose, notamment du point de vue des proportions. En d'autres termes, la signature minéralogique à l'échelle d'une lame (en 2-D) constitue-t-elle un reflet pertinent de la composition minéralogique globale d'un domaine lithologique (en 3-D)? Idéalement, il faudrait un nombre conséquent de lames d'un même domaine pour en établir une signature compositionnelle indiscutable. À l'échelle d'une lame, l'étendue spatiale des plages mono-minérales constitue la limite de la représentabilité.

Le but étant avant-tout de comprendre la signature minéralogique au travers de la zone de cisaillement et de son voisinage non-déformé, aucune quantification de la composition minéralogique de la veine n'a été réalisée. L'ensemble du PSZS, du halo à la métagranodiorite externe, est ponctué de larges plages distinctes de quartz et de biotite (jusqu'à ~ 1 cm) dans une matrice de plagioclase (Fig. 8.17a). Dans la zone de cisaillement, ces plages s'allongent, parfois sur plusieurs centimètres, selon une direction préférentiellement orientée à $\sim 30^\circ$ de l'axe du PSZS (*i.e.* du plan de la veine). Cette orientation est homogène au travers du large cœur de la zone de cisaillement, puis augmente graduellement et rapidement de part et d'autre au niveau des fines bordures cisillées en même temps que les plages perdent leur structure allongée. La transition entre la zone de cisaillement et les domaines voisins non-déformés est donc rapide, et l'ensemble constitue un schéma structural grossièrement symétrique. Dans le halo, des amas d'épidotes, de dimensions plus modestes (quelques millimètres), s'éparpillent et sont principalement mêlées aux plages de quartz et biotite. Au contraire, dans la métagranodiorite externe, des plages d'épidotes apparaissent en couronnes fines au pourtour de certaines plages de biotites, mais jamais en relation avec les plages de quartz. Dans l'ensemble du système, de nombreuses plages de feldspaths potassiques (quelques millimètres) sont présentes au sein de la matrice de plagioclases. Celles-ci semblent plus présentes dans la moitié interne du PSZS, *i.e.* dans le halo et la moitié voisine de la zone de cisaillement. Elles sont également allongées dans la zone déformée. Les autres phases (grenats, sphènes et apatites) sont secondaires, voire non-distinguables, à l'échelle globale des lames.

La limite de la représentabilité minéralogique dépend essentiellement des phases majeures isolées que constituent le quartz et la biotite. Elles couvrent de larges parcelles de lames, sans pour autant les dominer. Quelques lames supplémentaires pourraient efficacement contribuer à réduire les incertitudes de la détermination absolue de l'évolution de la composition minéralogique. Néanmoins, les lames balaient ici le PSZS dans le plan enregistrant le maximum de déformation. Des tendances de premier-ordre peuvent y être détectées au travers des lames ici échantillonnées. Visuellement décrites dans le paragraphe précédent, le comptage des phases le long de l'axe parallèle à la veine (Fig. 8.17a, axe vertical) permet d'avoir une idée locale de la composition minéralogique. Répétée sur chaque colonne des matrices composant les cartes minéralogiques, en tenant compte des recouvrements spatiaux des lames dans le PSZS, une évolution de la composition minéralogique peut être établie (Fig. 8.17b).

Les oscillations des différentes proportions surfaciques des phases minérales majeures sont le reflet de dominations locales. Ces courbes sont à examiner dans leur grandes tendances. Par exemples, une augmentation de la part des plagioclases est remarquable du halo vers la granodiorite externe, les biotites sont plus présentes dans la zone de cisaillement et la granodiorite externe, ou encore, les épidotes se font moins présentes dans la zone cisillée. Ces tendances

peuvent être vérifiées en moyennant les proportions déterminées colonne par colonne sur de large domaines.

La figure 8.17c représente ainsi les proportions moyennées pour trois domaines distincts : le halo non-déformé, la zone de cisaillement complète (incluant les bordures moins déformées) et la métagranodiorite externe non-déformée. Les valeurs respectives sont présentées dans le tableau 8.1.

mineral	proportion area [%]		
	HALO	SHEAR ZONE	OUTER GRANODIORITE
Quartz	28.96	22.37	21.27
Plagioclase	43.70	51.44	57.06
K-feldspar	7.76	4.84	3.26
Epidote	9.53	2.90	5.16
Biotite ± Chlorite	8.81	17.85	12.38
Garnet	0.52	0.48	0.62
Sphene + Apatite	0.72	0.11	0.24

TABLE 8.1 – *Compositions minéralogiques moyennes des trois zones (halo non-déformé, zone de cisaillement et granodiorite externe). Les proportions (%) sont déterminées à partir des cartes de composition minéralogique construites sur la base*

Plusieurs observations clés ressortent du graphique 8.17c. Le plagioclase domine l'ensemble du système avec des proportions qui augmentent (apparemment) régulièrement du halo vers la granodiorite externe d'~ 44% à près de 60%. Au contraire, la seconde phase dominante, encaisse une baisse de 6 à 7% du halo à la zone de cisaillement. Vers la granodiorite externe, sa proportion demeure relativement identique autour de 22%. Les biotites et épidotes attestent d'évolutions opposées au travers des différents domaines. Remarquablement, la quantité de biotite double du halo à la zone de cisaillement (8.81% à 17.85%) puis diminue d'un tiers au passage à la granodiorite externe (12.38%). La proportion d'épidote chute du halo à la zone de cisaillement d'~ 9.5% à ~ 3% (soit un rapport > 3) puis remonte dans une moindre mesure dans la granodiorite externe (5.16%). Enfin, le feldspath potassique décroît progressivement de l'intérieur vers l'extérieur du PSZS. Égalant grossièrement les proportions de biotites et d'épidotes dans le halo (près de 8%), il diminue ensuite dans la zone de cisaillement où il majore néanmoins l'épidote de près de 2%, puis continue à décliner dans la granodiorite externe pour approcher les 3%.

À titre secondaire, la proportion de grenat est relativement constante à ~ 0.5% au travers du PSZS. Les sphènes et apatites, ensemble, sont également du même ordre de grandeur. Ils sont probablement moins nombreux dans la zone de cisaillement mais, en raison de la dimension généralement petite de leurs grains, cette tendance est à prendre avec précaution. Ces dernières phases, largement minoritaires et éparpillées, ne constituent pas des contraintes clés à compréhension rhéologique de l'ensemble du domaine.

8.7.3 Comparaison des compositions minéralogiques et chimiques

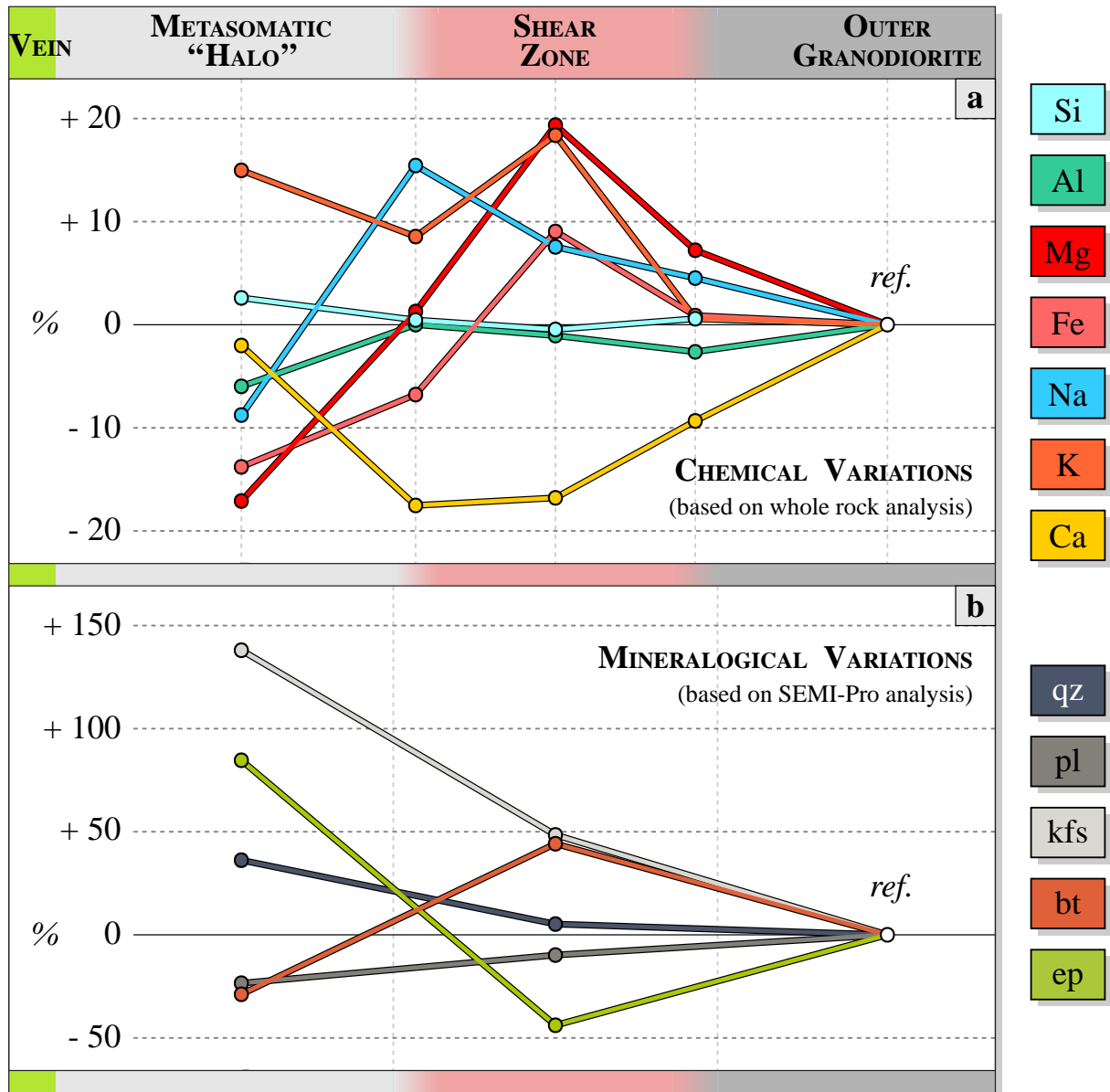


FIGURE 8.18 – a) Compositions chimiques en éléments majeurs (Si, Al, Mg, Fe, Na, K, Ca ; analyse sur roche totale), normalisées sur la granodiorite externe (en %). b) Composition minéralogique en phases majeures (quartz, plagioclase, feldspath potassique, biotite ± chloritisée, épidote ; proportions surfaciques des lames après analyse par SEMI-Pro), normalisées sur la granodiorite externe (en %).

La zone de cisaillement et son voisinage non-déformé (halo et métagranodiorite externe) sont ainsi composés des mêmes phases minérales, mais dans des proportions et selon des structures différentes. L'environnement physique (pression, température) et l'état chimique contrôlent les combinaisons et proportions des minéraux. L'épaisseur étroite sur laquelle s'établissent les PSZS dément l'hypothèse de variations spatiales des conditions de pression et température comme facteurs de la variation minéralogique. À l'opposé, le système des PSZ témoigne de variations chimiques transversales conséquentes (Fig. 8.18a) qui peuvent être mise en relation avec les variations minéralogiques (Fig. 8.18a). Le tableau C4 en annexe C.1, page 320, récapitule les formules chimiques des pôles purs des différents minéraux rencontrés.

Le silicium et l'aluminium, en proportions relativement constantes le long du transect (Fig. 8.18a) font tous deux partie des formules chimiques des minéraux majeurs. Le silicium est présent en excès grantissant une teneur non-négligeable en SiO_2 au contraire de l'aluminium qui est limitant (*i.e.* un excès d'aluminium serait typiquement marqué par la présence de silicate d'aluminium ou de corindon, ici totalement absents). Les quatre autres cations, dont les quantités sont beaucoup plus variables, sont spécifiques à certaines des phases minérales limitant ainsi les proportions minéralogiques correspondantes. Des relations de premier ordre peuvent être clairement distinguées entre l'évolution de leurs proportions et celle des minéraux dans lesquelles elles sont impliquées.

• **Mg, Fe, K # Biotite, Feldspath potassique**

Parmi les minéraux majeurs, la biotite est le seul minéral qui implique le fer et le magnésium — à l'exception de l'épidote *sensu stricto* qui intègre du ferIII. Le potassium, présent dans la composition chimique de la biotite, est également intégré par les feldspaths potassiques.

Le surcroît de biotite dans la zone de cisaillement par rapport à la granodiorite externe (Fig. 8.18b) est particulièrement bien corrélé avec les augmentations relatives en potassium, fer et magnésium (Fig. 8.18a). L'appauvrissement en fer et magnésium dans le halo limite alors efficacement la proportion de biotites qui décroît de plus d'un quart par rapport à la granodiorite de référence. L'augmentation du potassium dans la zone de cisaillement, également marquée dans le halo (Fig. 8.18a) est cohérente avec l'enrichissement relatif en feldspath potassique de l'extérieur vers le halo du PSZS (Fig. 8.18b). Le gain en potassium est du même ordre de grandeur dans la zone de cisaillement et le halo (~ 15 à 20%). Dans le halo, la chute de la proportion de biotites peut ainsi justifier l'enrichissement plus marqué en feldspaths potassique par rapport à la zone de cisaillement voisine. Qualitativement, l'évolution du fer, du magnésium et du potassium disponibles est donc parfaitement cohérente avec l'évolution des proportions relatives en biotites et feldspaths potassiques.

• **Ca, Na # Plagioclase, Épidote**

Les plagioclases constituent les seuls minéraux présents pouvant intégrer le sodium. Le calcium, au contraire, caractérise également et significativement la composition chimique des épidotes.

L'appauvrissement progressivement significatif en calcium de la granodiorite externe vers la zone de cisaillement (et confirmé jusqu'à la bordure interne de la zone de cisaillement; Fig. 8.18a) coïncide avec la chute enregistrée en épidote. Le plagioclase, phase prédominante de l'ensemble du système, encaisse également une diminution de sa proportion dans la zone de cisaillement (Fig. 8.18b), mais dont l'ampleur restreinte peut être justifiée par l'enrichissement en sodium (Fig. 8.18a). Cette enrichissement en sodium se convertit dans le halo en appauvrissement notable (près de 10%), confirmant ainsi la continuité de la diminution de la proportion des plagioclases. L'augmentation relative de la quantité de calcium de la zone de cisaillement au halo (Fig. 8.18a), en parallèle de la présence moins marquée du plagioclase, justifie alors le surcroît soudain d'épidote dans le halo (Fig. 8.18b).

Au premier ordre, les tendances de l'évolution de la composition chimique sont corrélées de manière pertinente avec celles de l'évolution de la composition minéralogique. Néanmoins, les phases minérales n'ont pas toutes une formule chimique unique et peuvent osciller entre plusieurs pôles purs. Cela est particulièrement important dans le cas des plagioclases qui constituent grossièrement 50% de l'ensemble du PSZS (hors veine). Il est donc désormais nécessaire de connaître la signature chimique exacte de chaque phase minérale. En outre, l'analyse précise de la composition chimique des minéraux peut mettre en évidence (i) des distinctions pétrochimiques entre grains de même nature minéralogique, ou (ii) des zonations particulières au sein des grains ou des phases monominérales qui sont ensuite tout autant de clés pour la compréhension de l'histoire métamorphique de la roche. Les prochaines sections abordent donc dans le détail l'empreinte chimique des différents minéraux rencontrés et leur mise en parallèle avec leur environnement métamorphique.

8.8 Évolution pétrologique au travers du PSZS

Les roches étudiées ont subi (i) des variations des conditions thermo-barométriques (section 8.2.2, page 198), (ii) une perturbation chimique localisée sur la veine et qui a pu affecter son encaissant proche, et (iii) un cisaillement localisé. Ces trois processus impliquent des destabilisations énergétiques du milieu qui peuvent alors nécessiter un rééquilibrage local de la roche par transformations réactionnelles à l'état solide. Les variations chimiques peuvent notamment induire des néo-cristallisations de minéraux de composition chimique particulière. Les signatures métamorphiques et chimiques à l'échelle des grains sont donc les clés de la compréhension de l'évolution du système dans le temps.

8.8.1 La métagranodiorite externe

D'un point de vue macroscopique, la composition minéralogique ignée à $qz+pl+bt\pm kfs\pm ms$ de la granodiorite apparaît bien préservée (Fig. 8.13). À l'échelle microscopique, la granodiorite, au-delà des PSZ, porte les stigmates d'un métamorphisme intense (Fig. 8.19) et quelques marques de déformation.

Le quartz se manifeste par de larges agrégats d'échelle millimétrique, composés de grains aux dimensions et bordures très variables (Fig. 8.20). La taille des grains de quartz s'étale de la centaine de microns au millimètre. Les joints de grains sont localement droit, mais le plus souvent se présentent parfois en dents de scie, parfois très lobés caractérisant un mécanisme de déformation par migration des joints de grains (ang. *grain boundary migration*, GBM; Fig. 8.21) à des températures supérieures à 500°C (e.g., Stipp *et al.*, 2002; Passchier et Trouw, 2005, p.57). Au microscope optique, ces structures lobés s'accompagnent d'un gradient localisé des teintes de biréfringence témoignant de la réorganisation cristalline lors de la progression du joint de grain (Fig. 8.20). La présence de grains isolés de plus petite taille s'apparente à des structures de "grains laissés de côté" (ang. *"left-over grains"*), i.e. des reliquats de grains consommés par la croissance d'un grain voisin (Fig. 8.21c, e.g., Jessell, 1987).

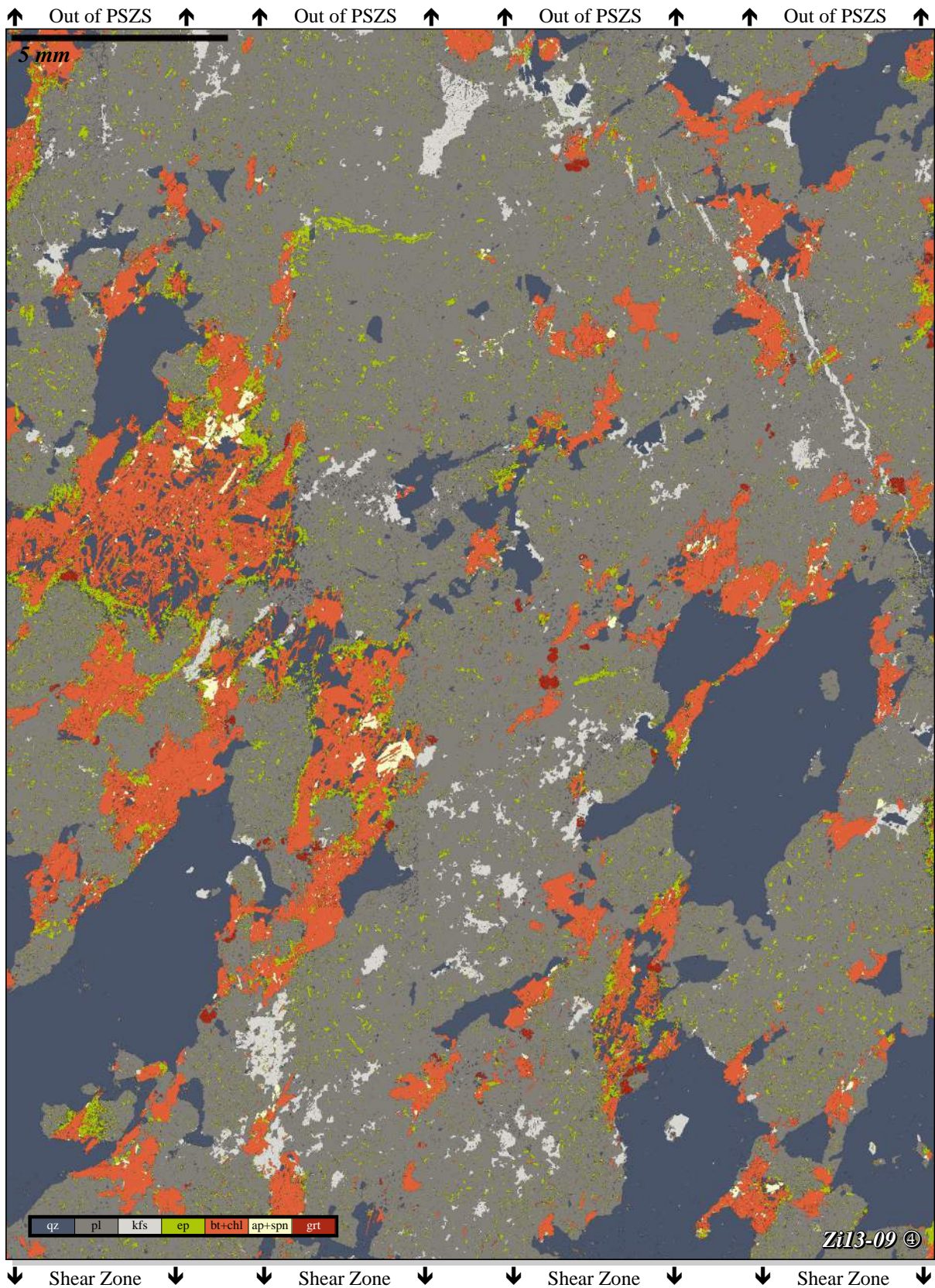


FIGURE 8.19 – Carte minéralogique de la métagranodiorite externe obtenue par traitement SEMI-Pro de la lame Zi13 – 09 ④. Vers le bas : zone de cisaillement. Vers le haut : au-delà du PSZS.

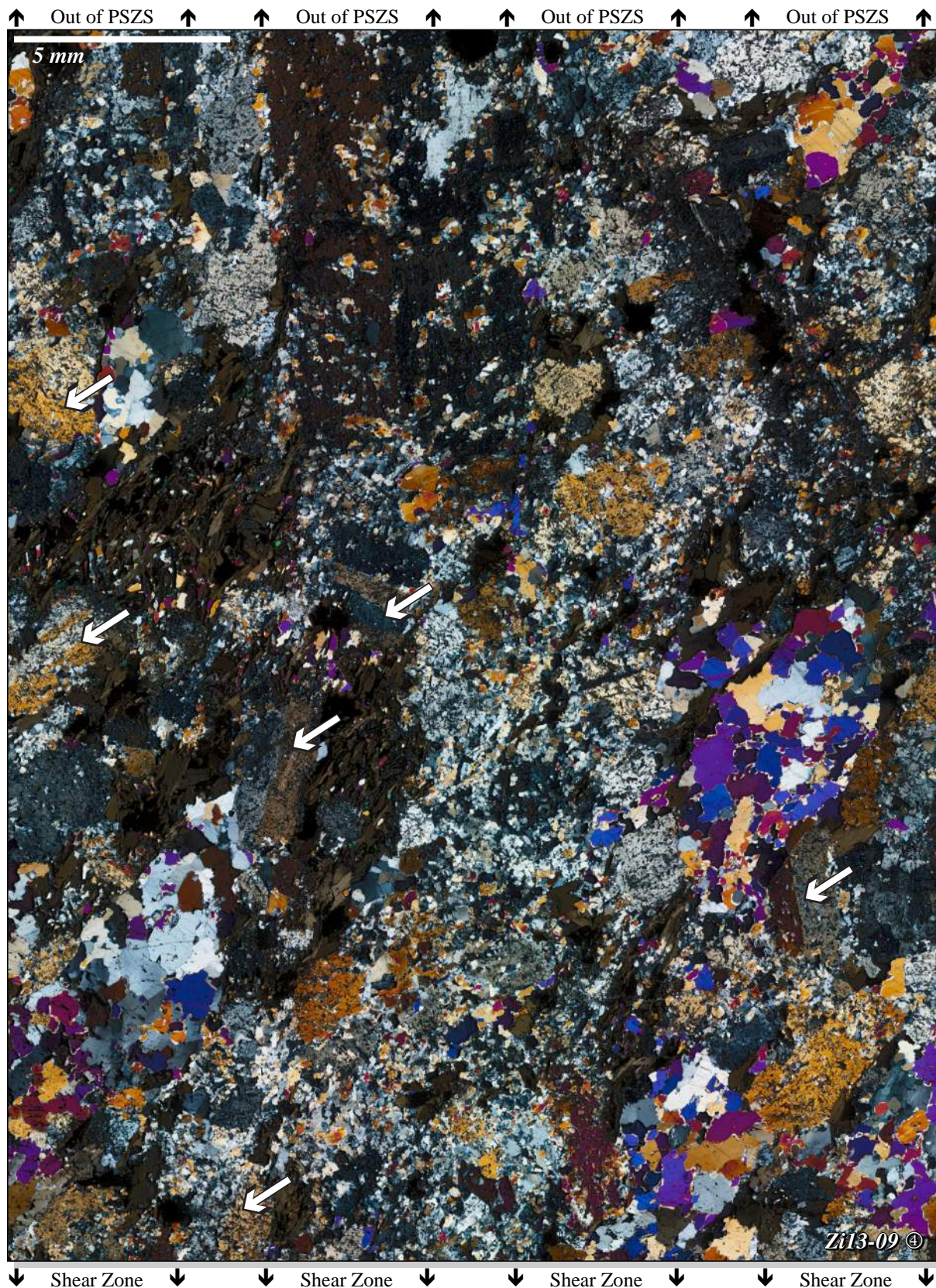


FIGURE 8.20 – Métagranodiorite externe : lame Zi13 – 09 ④ scannée intégralement en lumière polarisée et analysée. La lame étant plus épaisse que $30\ \mu\text{m}$, les teintes de biréfringence sont légèrement supérieures à celle classiquement observables. Ainsi, le quartz s'étale sur les teintes du premier ordre et de la base du deuxième ordre. Les flèches blanches indiquent des occurrences de plagioclase ayant remplacé le feldspath potassique tout en reprenant l'orientation cristallographique dictée par la macle de Carlsbad.

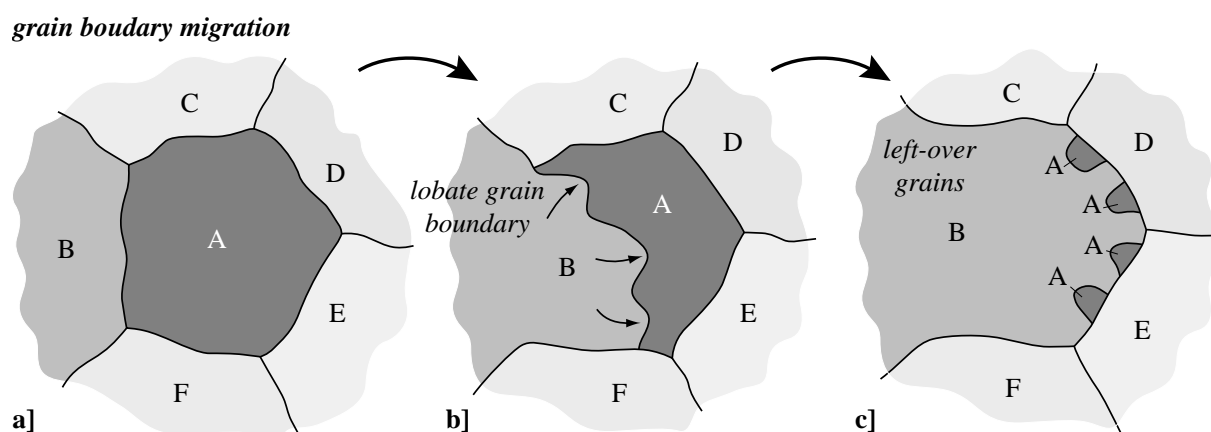


FIGURE 8.21 – Migration progressive des joints de grains (GBM). a) État granulaire initial composé de plusieurs grains (A-E) de même nature minéralogique. b) État intermédiaire au joints de grains lobés induit par la consommation de A par B. c) État avancé avec isolation de reliquats granulaires. D'après Urai et al. (1986).

Les plagioclases, qui composent la matrice de la granodiorite, sont jonchés de fines baguettes d'épidotes de quelques dizaines de microns de large et d'une largeur atteignant la centaine de microns, sans aucune orientation préférentielle (ep1, Fig. 8.22a,b). Ces épidotes associées au plagioclase recristallisé témoignent d'un rééquilibrage réactionnel d'une première génération de plagioclases. Les feldspaths potassiques originels sont présents sous forme de reliques souvent recristallisées (kfs1, grains de 50 à 100 μm environ) et sont progressivement transformés en plagioclases et, dans une moindre mesure, en quartz (Fig. 8.22a,b). Cette transformation s'apparente à une myrmékitisation à la différence près que les grains de quartz ne constituent pas des vermicules mais constellent en petits grains distincts les plagioclases. La très rare présence de biotite et l'absence de tout autre phase minérale à composition potassique pose néanmoins problème vis-à-vis du devenir du potassium. La structure cristalline des feldspaths potassiques (mâcle de Carlsbad) est préservée et est aisément reconnaissable au microscope optique, en lumière polarisée et analysée (LPA), dans certaines plages de plagioclases (Fig. 8.20). La bordure réactionnelle des feldspaths potassiques se limite à une auréole relativement régulière autour de la relique, et laisse ensuite place à l'assemblage pl+ep1 (Fig. 8.22a,b). J'émet donc l'hypothèse que la transformation métamorphique des feldspaths potassiques en une paragenèse plagio-quartzitique précède localement une seconde phase réactionnelle de saussuritisant convertissant les minéraux produits en l'assemblage pl+ep1 (Fig. 8.22b). Ces deux phénomènes réactionnels peuvent se réaliser simultanément, traduisant un gradient de potentiel chimique sur quelques centaines de microns autour des reliques de feldspath potassique (kfs1). Les plagioclases s'organisent généralement en agencements plus ou moins réguliers de grains d'environ 100 μm . Les joints de grains actuels des plagioclases affichent dans l'ensemble du PSZS une structuration en mousse (angles de $\sim 120^\circ$ aux joints triples de grains). Ces marques structurales surimposées aux zonations traduisent un état de recristallisation dans un environnement relativement statique.

Les biotites se présentent en amas de grains partiellement à largement recristallisés (Fig. 8.19; Mancktelow et Pennacchioni, 2005), de plusieurs centaines de microns mais sans réelle orientation préférentielle. Les biotites y sont associées à des sphènes (de 10 à 100 μm), ty-

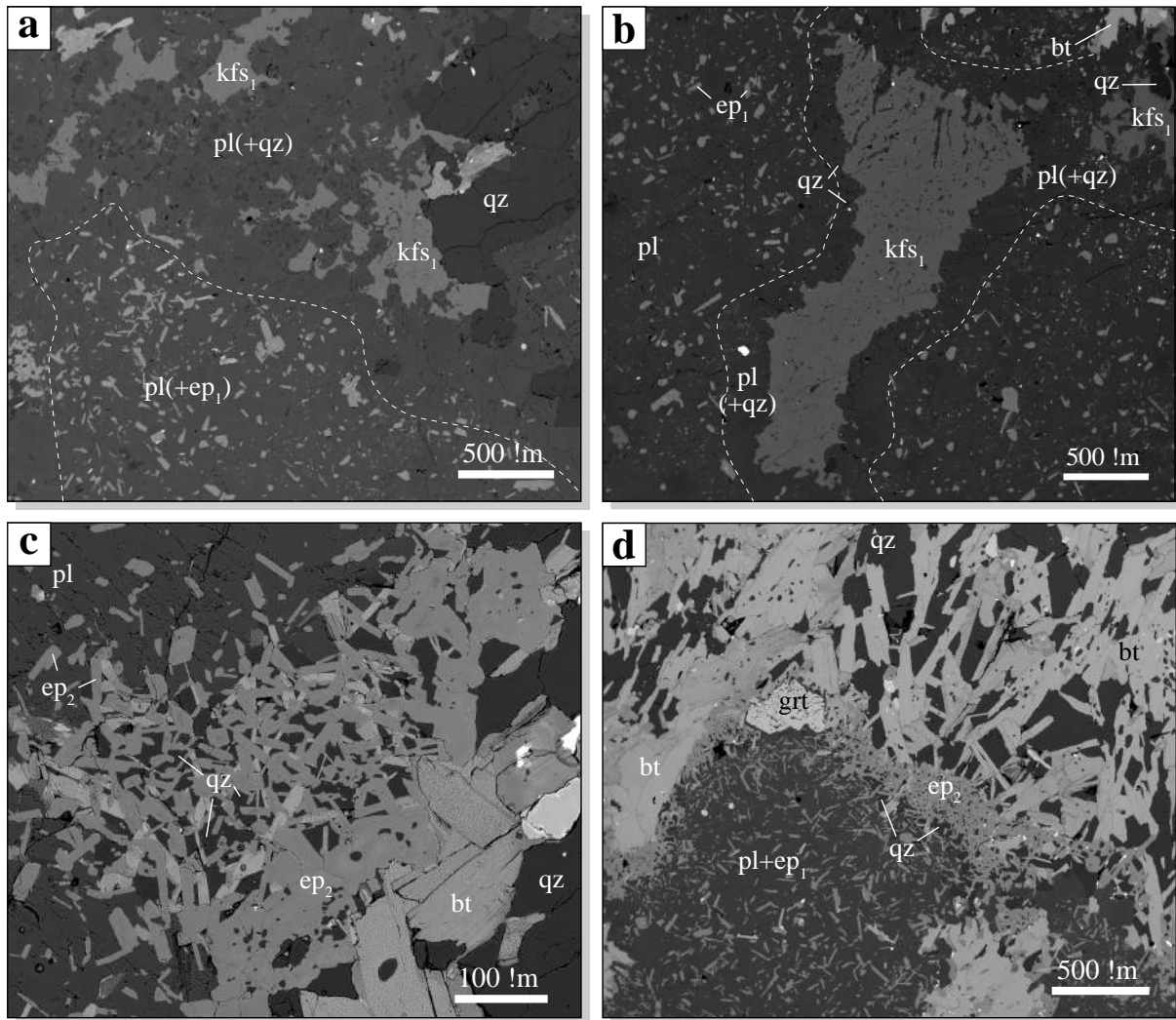


FIGURE 8.22 – Images MEB détaillées de la métagranodiorite externe. a) et b) Reliques de feldspaths potassiques (kfs_1) transformées aux bordures en plagioclase et quartz. Les lignes en tireté blanc délimitent les domaines où l'assemblage à $pl+qz$ laisse place à une paragenèse stable à plagioclase et épidote (baguettes). c) Domaine réactionnel entre les biotites et les plagioclases donnant un assemblage à épidote et quartz. d) Ceinture réactionnelle $pl+bt=ep+qtz$ et un grenat isolé sans épidote à son contact.

piquement aux limites intergranulaires des biotites et à des apatites ($\sim 10 \mu m$) d'apparence automorphe. Certains amas, au contact des plagioclases, présentent une couronne à épidote et quartz (Figs. 8.19 et 8.22c,d), qui localement laisse place au développement de grenats (Fig. 8.22d) parfois accompagnés de feldspaths potassiques. Dans ces domaines, des grains de quartz se mêlent aux biotites sur une distance de l'ordre du millimètre. Les épidotes à la jonction entre les plages à biotites et plagioclases sont massives, jointives et de l'ordre de $100 \mu m$ (ep_2). La couronne s'étend au-delà du contact minéralogique dans les plagioclases où elle compose un ensemble de grains en baguettes (ep_1), de moins en moins jointifs, et de tailles plus petites (10 à $100 \mu m$; Fig. 8.22c,d). Ces derniers épidotes s'assimilent aux épidotes métamorphiques cristallisées lors de la transformation des plagioclases.

Le plagioclase de la métagranodiorite externe est le siège de micro-fracturations de longueurs millimétriques. Certaines, très locales et courtes, sans orientation préférentielle sont

remplies d'épidotes massives (ep2). D'autres s'organisent typiquement en échelon et orientées de 60 à 65° par rapport à la veine dans le sens des aiguilles d'un montre, et sont intégralement minéralisées en feldspath potassique (kfs2, Fig. 8.23a). Ces fractures se prolongent localement dans les biotites, les quartz ou encore les grenats.

Localement, certaines biotites de la granodiorite externe sont transformées, aux bordures, en feldspath potassique (kfs2, Fig. 8.23b). Ces transformations s'établissent toujours sur des biotites au contact de plages de plagioclases. Ces feldspaths potassiques s'accompagnent d'une "infiltration" d'albite (bandes sombres au MEB ; Fig. 8.23b) systématiquement plus marquée aux bordures avec les plagioclases. L'absence de minéralisation annexe ferro-magnésienne notable (e.g., chlorite) pose la question du devenir du fer et du magnésium contenus dans la biotite transformée.

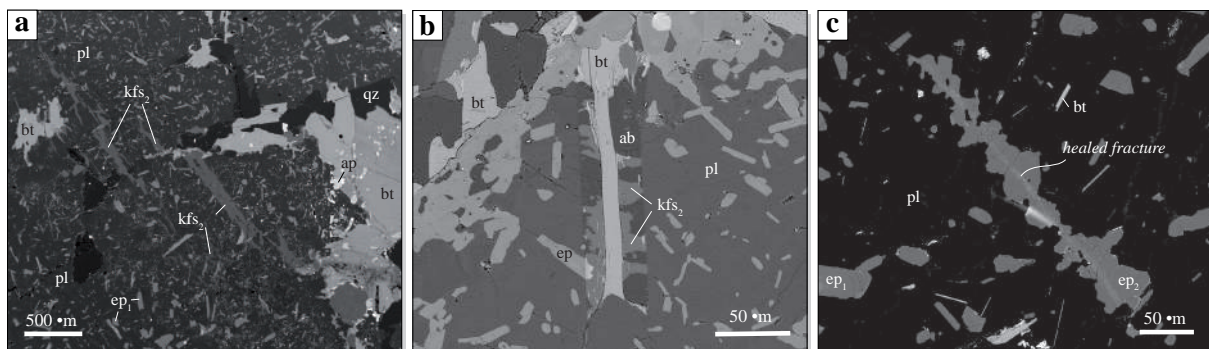


FIGURE 8.23 – Images MEB détaillées de la métagranodiorite externe. a) Micro-fractures échelonnées, minéralisées en feldspaths potassique, au sein d'une plage de plagioclases. Les fractures se poursuivent dans les biotites par de la déformation fragile localisée. L'angle entre les deux couloirs de déformation cassante (feldspath et biotite) témoigne de la différence de compétence mécanique des deux phases. b) Transformation minéralogique d'une biotite, ancrée dans les plagioclases, en un mélange discriminé à feldspath potassique et albite. c) Micro-fracture dans les plagioclases, cicatrisée par le biais d'une minéralisation débordante en épidote massive.

Des allanites, épidotes riches en terres rares, sont localement présentes, principalement en association avec les agrégats à biotites. De manière générale, les grenats sont rares et principalement situés au niveau du contact réactionnel entre plagioclase et biotite (Fig. 8.20). Certains grenats peuvent être rencontrés, isolés, au sein même des plages de plagioclases. Singulièrement, des épidotes massives (ep2), similaires à celles rencontrées au contact réactionnel entre biotites et plagioclases, s'alignent sur une distance millimétrique le long de micro-fractures au sein des plages de plagioclases (Figs. 8.20 et 8.23c).

8.8.2 La veine

La veine, nettement distinguable au cœur du PSZS, est majoritairement constituée d'épidote et dans une moindre quantité, de quartz (Fig. 8.24a,b). Les épidotes, massives (ep2), y sont généralement présentes en amas de grains de tailles variables de la dizaine à la centaine de microns (Fig. 8.24a,c-e). Dans certains cas, les épidotes sont automorphes et leur taille peut atteindre une dimension millimétrique. Le quartz est présent tantôt en plages restreintes de petits grains (~ 10 à 100 μm) parsemées parmi les épidotes (Fig. 8.24a-e), tantôt en larges bandes mono-

minérales, composées de larges cristaux semi-millimétriques, allongées dans l'axe de la veine (ici au cœur de la veine ; Fig. 8.24a-c). L'ensemble minéralogique composé des micro-grains d'épidote et quartz semble constituer un domaine recristallisé après une phase de déformation cataclastique.

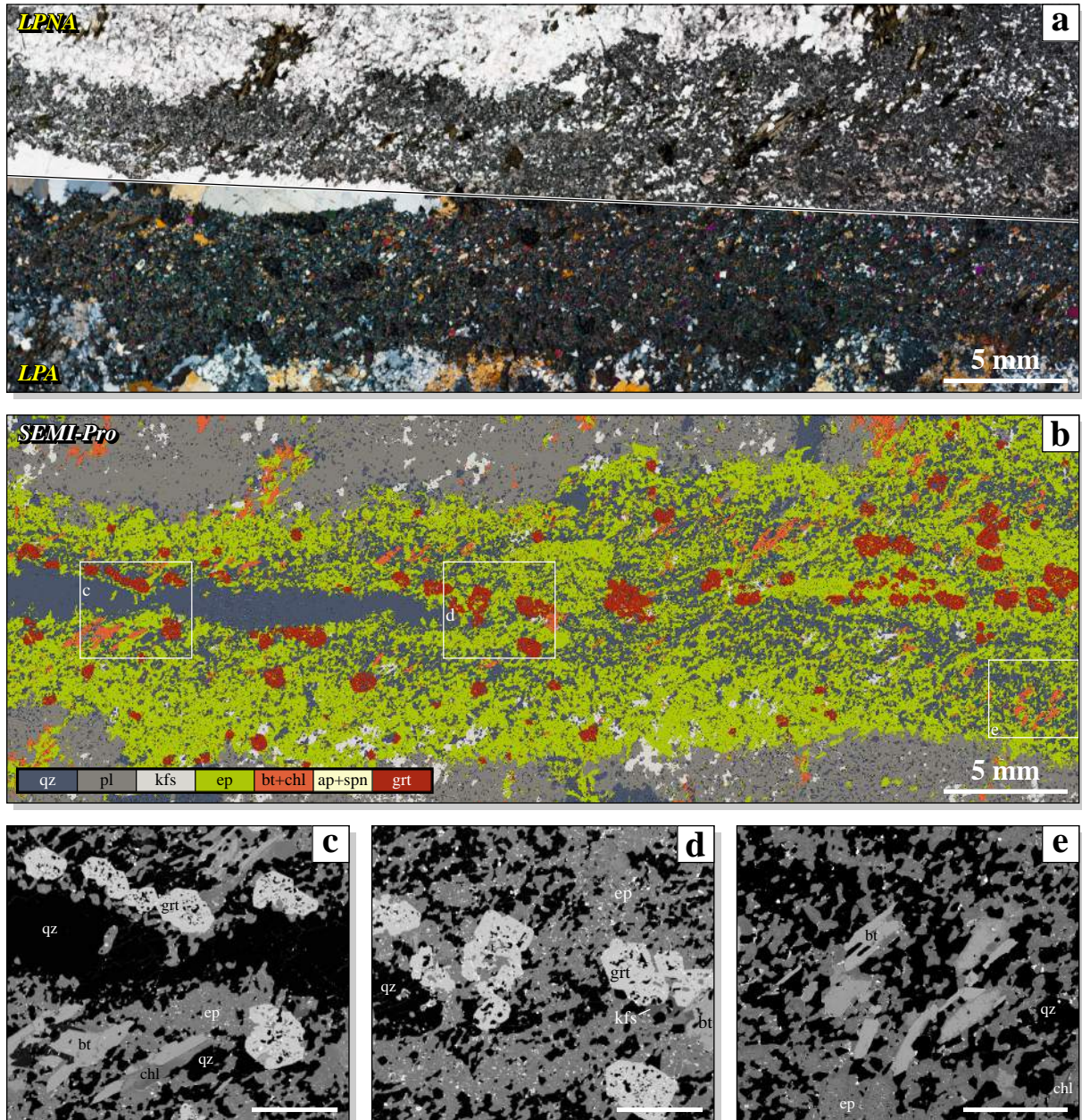


FIGURE 8.24 – Segment de veine, éch. Zi13 – 09. a) Microphotographie en lumière naturelle (LPNA), puis analysée (LPNA). b) Carte minéralogique. c) d) et e) : détails SEM des encadrés blancs de la carte b). L'échelle au coin en bas à droite correspond à 500 μm .

Des grenats, de quelques centaines de microns, subautomorphes à automorphes et à inclusions nombreuses d'épidote et quartz, constellent la veine (Fig. 8.24b). Ils se présentent localement en amas, et tendent à se concentrer le long de niveaux parallèles à l'axe de la veine. Quelques biotites, feldspaths potassiques et calcites sont localement présents en quantité variables selon les échantillons (Fig. 8.24b-e). Ils peuvent également être rencontrés en inclusions

dans les grenats. Dans l'exemple illustré, les phyllosilicates sont préférentiellement orientés à $\sim 45^\circ$ de l'axe de la veine (Fig. 8.24b,e). Cela témoigne soit d'une direction d'ouverture de la fracture minéralisée, soit d'une phase de déformation (cinématiquement cohérente avec les PSZ (Fig. 8.17)). Néanmoins, rien n'indique que la veine ait pu être le siège d'une déformation particulière après la phase de minéralisation, à moins d'une recristallisation statique intégrale. Un trait particulier de la veine est également défini par l'absence totale de plagioclase.

Mancktelow et Pennacchioni (2005) suggèrent que les domaines d'épidotes à grains fins correspondent à des niveaux cisailés recristallisés. Cette hypothèse d'un cisaillement très local le long de la veine est en accord avec le décalage parfois observé des enclaves ou filons recoupés par la veine (Fig. 8.4a,b). La grande majorité des épidotes contenues dans les veines de la zone d'étude sont à grains fins. Leur assimilation à un stade de recristallisation post-déformation cataclastique n'apparaît néanmoins pas si évident. En effet, la veine est un domaine aux bordures franches mais irrégulières, souvent composé d'épidotes intégralement en grains fins. De nombreuses excroissances viennent prolonger latéralement la veine (Fig. 8.24b). Si la veine s'était comportée comme un plan de glissement après la phase de minéralisation, ces irrégularités de bordure auraient constitué des zones d'ombre des contraintes et auraient permis la préservation locale des premières épidotes minéralisées. Cela n'est jamais observé ici (Fig. 8.24a). Une explication à la structure micro-granulaire intégrale des épidotes pourrait alors être que la veine et son proche encaissant ont tous deux été affectés par le cisaillement (Mancktelow et Pennacchioni, 2005). Cependant, les bordures externes de la veine ne montrent pas de réduction particulière de la taille des grains ou d'une quelconque autre structure de déformation (Fig. 8.24a). Néanmoins, une recristallisation ultérieure a pu effacer le signal micro-structural.

Microscopiquement, les veines n'attestent pas clairement d'un épisode de déformation localisé. La structure des grains d'épidote pourraient résulter du contenu chimique disponible au site de la cristallisation, ainsi que de l'état énergétique insufflé par les fluides en circulation. En effet, les larges grains sont généralement présents dans des domaines pauvres en quartz, contrairement aux plages de grains d'épidote de petite taille fortement entremêlés aux grains fins de quartz (Fig. 8.24b-e). Les orientations préférentielles des biotites (Fig. 8.24b,c,e), les alignements locaux d'épidotes et l'obliquité des extensions latérales de la veine (Fig. 8.24b) sont grossièrement colinéaires. Ces structures pourraient donc correspondre à la direction d'ouverture de la veine. Certaines veines de grande longueur ont potentiellement pu s'ouvrir avec un intense mouvement relatif latéral expliquant le décalage de certains marqueurs passifs sectionnés (Fig. 8.4a,b).

Mancktelow et Pennacchioni (2005) suggèrent également que, de part leur caractère automorphe et leurs bordures recoupant la structure héritée, les grenats sont apparus après la phase de "déformation" des veines. Les grenats comportent de nombreuses inclusions constituées de l'ensemble des autres phases minérales contenues dans la veine, ce qui argumente donc en faveur de leur cristallisation tardive.

8.8.3 Le halo

Macroscopiquement, bien que plus leucocrate, le halo semble texturalement similaire à la métagranodiorite externe au PSZS (Fig. 8.13b). Au contraire, à l'échelle microscopique, une signature minéralogique tout à fait particulière apparaît (Fig. 8.25).

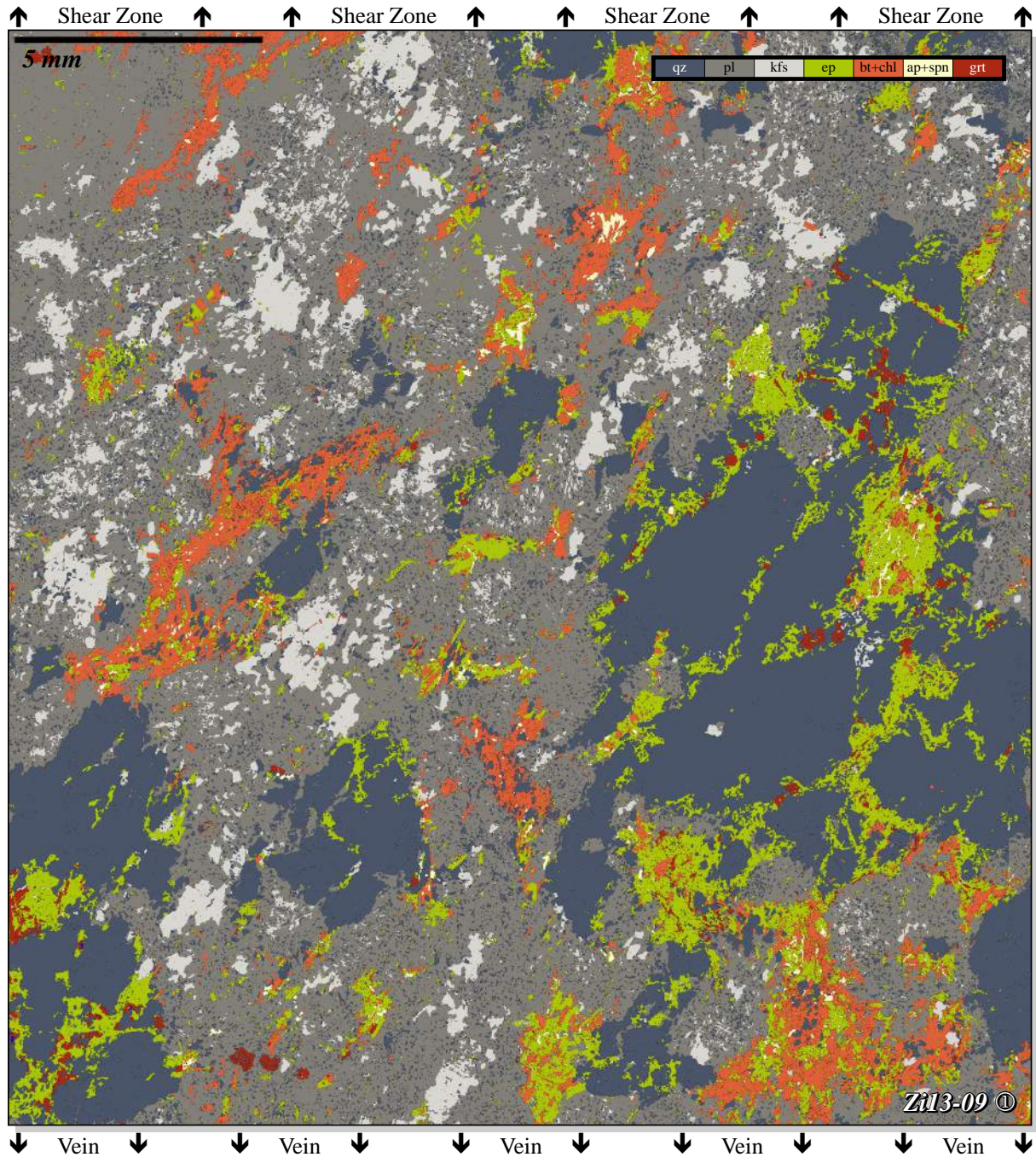


FIGURE 8.25 – Carte minéralogique du halo obtenue par traitement SEMI-Pro de la lame Zi13 – 09 ①. Vers le bas : veine. Vers le haut : zone de cisaillement.

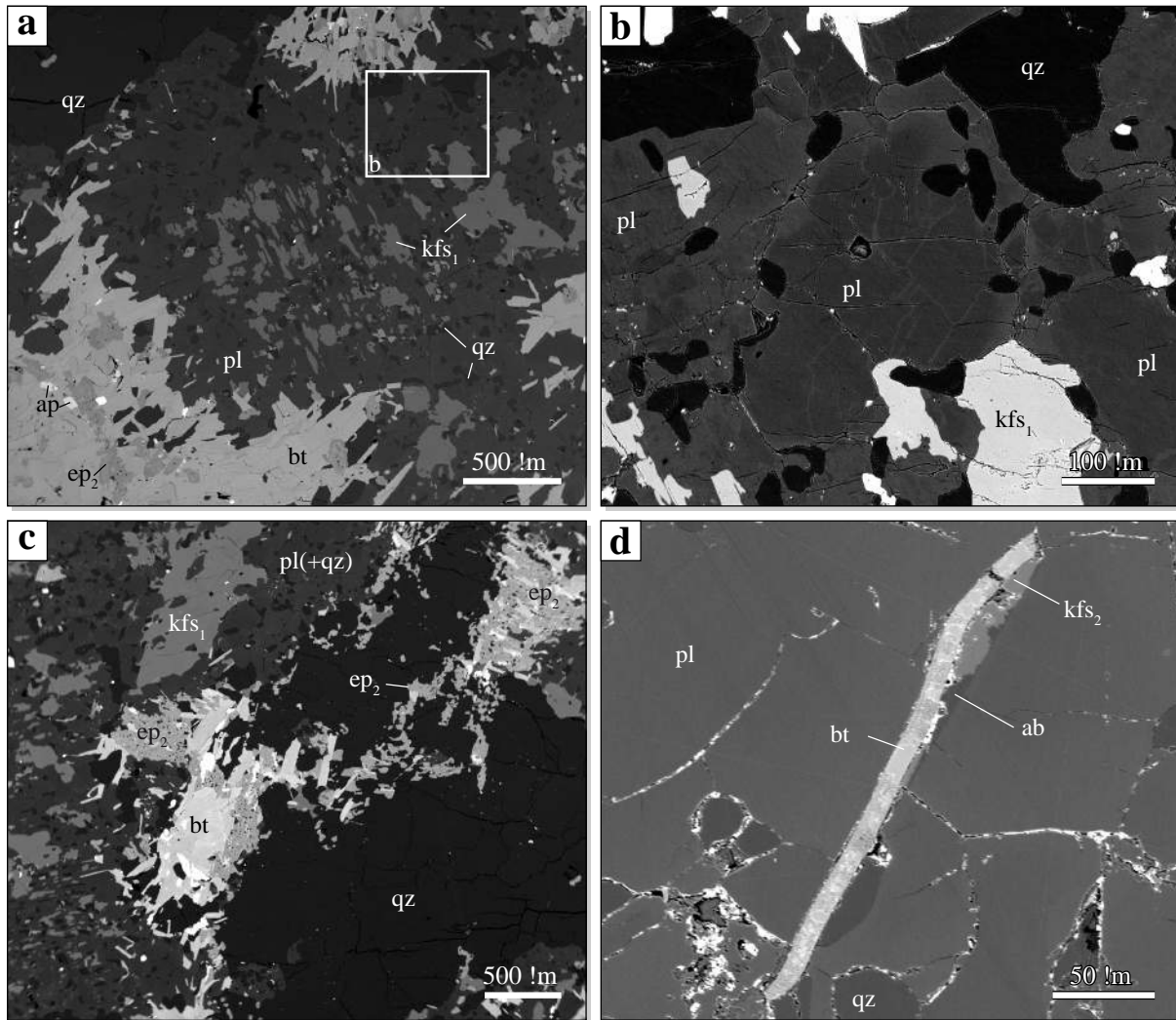


FIGURE 8.26 – Images MEB détaillées du halo métasomatique. a) Feldspath potassique transformé en plagioclase+quartz et dont les reliques marquent la signature cristallographique préservée. b) Deux zonation chimiques observables dans les plagioclases : au centre une zonation rare, très étroite, reflétant d’anciens joints de grains recoupés indifféremment par les dernières limites de grains ; vers les bords de l’image, la zonation diffuse typique composant un patchwork dont les délimitations sont marquées de niveaux plus calciques (gris clair) et qui ne suivent pas systématiquement les joints de grains. c) Épidotes massives associées aux biotites et aux zones de faiblesse des plages de quartz. d) Transformation minéralogique d’une biotite, légèrement plissée et fracturée, ancrée dans les plagioclases, en un mélange discriminé à feldspath potassique et albite.

Les feldspaths potassiques (kfs1) sont largement plus présents (Figs. 8.17 et 8.18b) mais sont également systématiquement transformés en l’assemblage typique à plagioclase et petits grains éparses de quartz (Fig. 8.26a). La trace de l’organisation cristallographique du feldspath potassique est particulièrement remarquable dans le halo grâce à un métamorphisme différentiel (Fig. 8.26a). Cependant le second assemblage à plagioclase et épidote, marquant la transformation de plagioclases de première génération dans la méta-granodiorite externe, n’est pas ici manifesté. Quelques très rares épidotes en baguettes sont néanmoins observables parmi les plages de plagioclases (Fig. 8.25, en haut à gauche). De même, la ceinture réactionnelle à épidote et

quartz autour des agrégats de biotites au contact des plagioclases est absente. Les plagioclases se présentent, pour la plupart, associés au micro-grains de quartz, suggérant un remplacement massif de feldspaths potassiques. À l'écart des reliquats de feldspaths potassiques, il est possible de noter localement certaines zonations abruptes au sein des plagioclases recristallisés (Fig. 8.26b). Celles-ci témoignent d'une recristallisation rapide gardant en mémoire la signature chimique des joints de grains.

Le halo présente des marques d'une déformation cassante. En particulier, les plages de quartz sont traversées par de nombreuses fractures remplies d'épidotes massives (epidote 2) et grenats automorphes (Figs. 8.25 et 8.26c). À l'approche de la veine, ces grenats ont parfois cristallisé autour de cristaux de calcite (Fig. 8.25, en bas à gauche). Ces fracturations minéralisées sont rarement observables dans les plages de plagioclases. Les épidotes massives sont également largement associées aux agrégats de biotites (Figs. 8.25 et 8.26c). Cette tendance est de plus en plus intense à l'approche de la veine, et rend même compte d'agrégats majoritairement constitués d'épidotes où la biotite n'est présente que de manière secondaire (Fig. 8.25). Ces accumulations d'épidotes massives (epidote 2) se concentrent dans des zones de faiblesse de la roche, propices aux circulations de fluides : les plans de fracture dans les plages de quartz et certains agrégats de biotites.

Très localement, certaines biotites exhibent une bordure transformée en assemblage kfs_2+ab (Fig. 8.26d) similairement aux cas présentés dans la méta-granodiorite externe (Fig. 8.23b). Les biotites peuvent parfois présenter une structure déformée plissée montrant des signes de fracturations aux extrados (Fig. 8.26d). Néanmoins, ces marques métamorphiques et plus ou moins déformationnelles sont très rares dans le halo, et demeurent également très anecdotiques.

8.8.4 La zone de cisaillement : zone de transition

Les lames *Zi13 – 09* ③ (Fig. 8.27) et *Zi13 – 09* ② (Fig. 8.28) exposent respectivement les parties externe et interne de la zone de cisaillement, *i.e.* du cœur déformé vers les domaines non-déformés voisins (la méta-granodiorite externe et le halo, respectivement). Le gradient de déformation est porté par l'intensification du degré d'allongement et l'orientation des plages minérales majeures (plagioclase, quartz, biotite). En particulier, les biotites, plus présentes dans la zone de cisaillement (Figs. 8.17c et 8.18b), constituent de fines zébrures de quelques centaines de microns d'épaisseur à millimétriques, très allongées, parfois interconnectées, au travers de la zone de cisaillement. Au contraire, les plages monominérales à quartz, classiquement de dimension plurimillimétrique dans les domaines non-déformés, convrent de plus petites surfaces (2-D, resp. volumes en 3-D) dans la zone déformée. La zone de cisaillement ne présente pas de manifestation de micro-déformation cassante.

La zone de cisaillement fait la transition entre le halo et la méta-granodiorite externe, deux domaines aux signatures chimiques et pétro-métamorphiques très différentes (*cf.* sections 8.6, 8.8.3 et 8.8.3). Le tableau 8.2 résume les combinaisons minéralogiques des différents domaines du PSZS.

Dans le halo, la transformation réactionnelle des feldspaths potassiques ignés recristallisés (kfs_1) en l'assemblage plagioclase + quartz est plus limitée que dans la méta-granodiorite

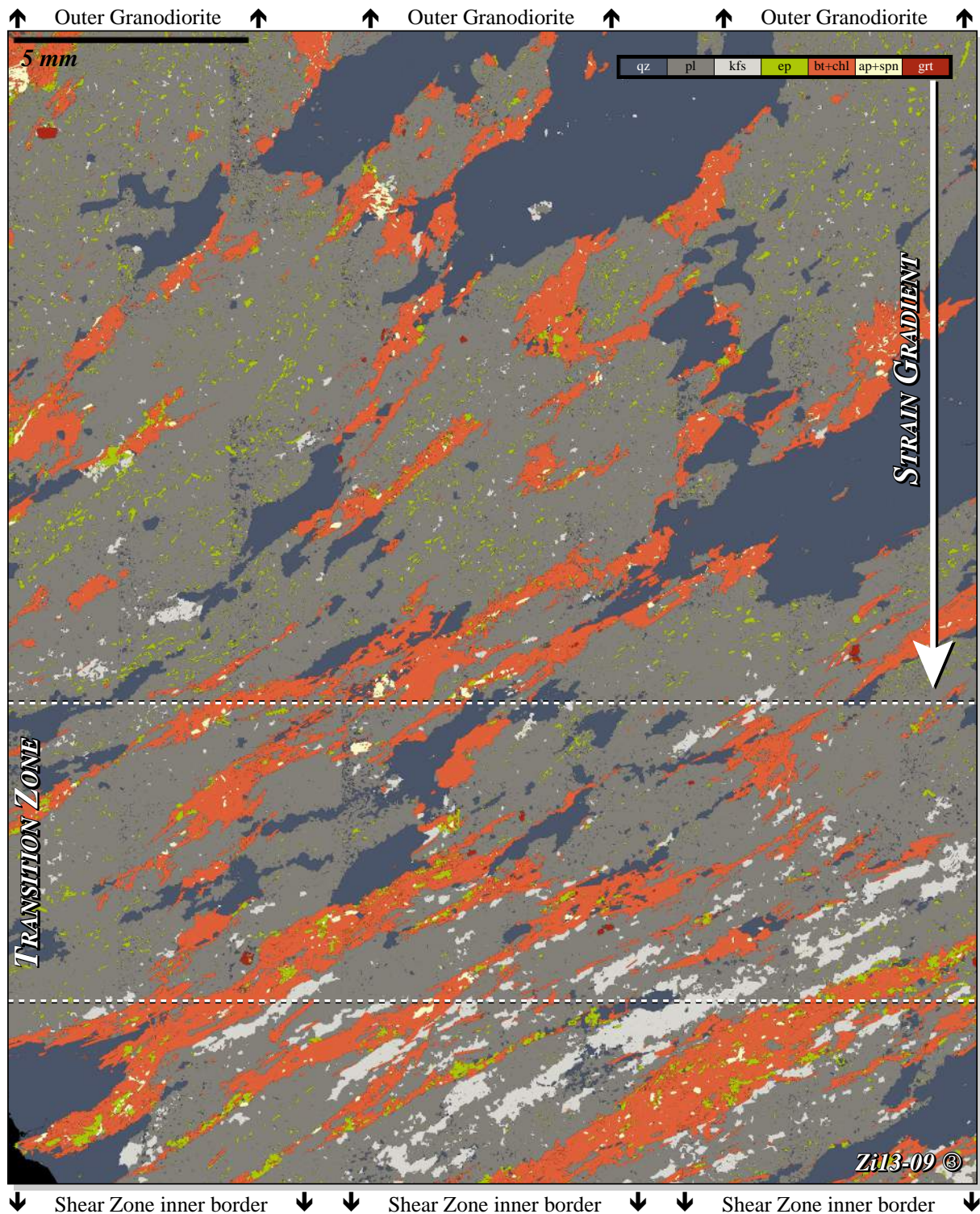


FIGURE 8.27 – Carte minéralogique du domaine recouvrant la zone de cisaillement et la métagranodiorite externe, obtenue par traitement SEMI-Pro de la lame Zi13 – 09 ③. Zone de transition : voir texte. Vers le bas : bordure interne de la PSZ (succession avec la figure suivante 8.28). Vers le haut : métagranodiorite externe.

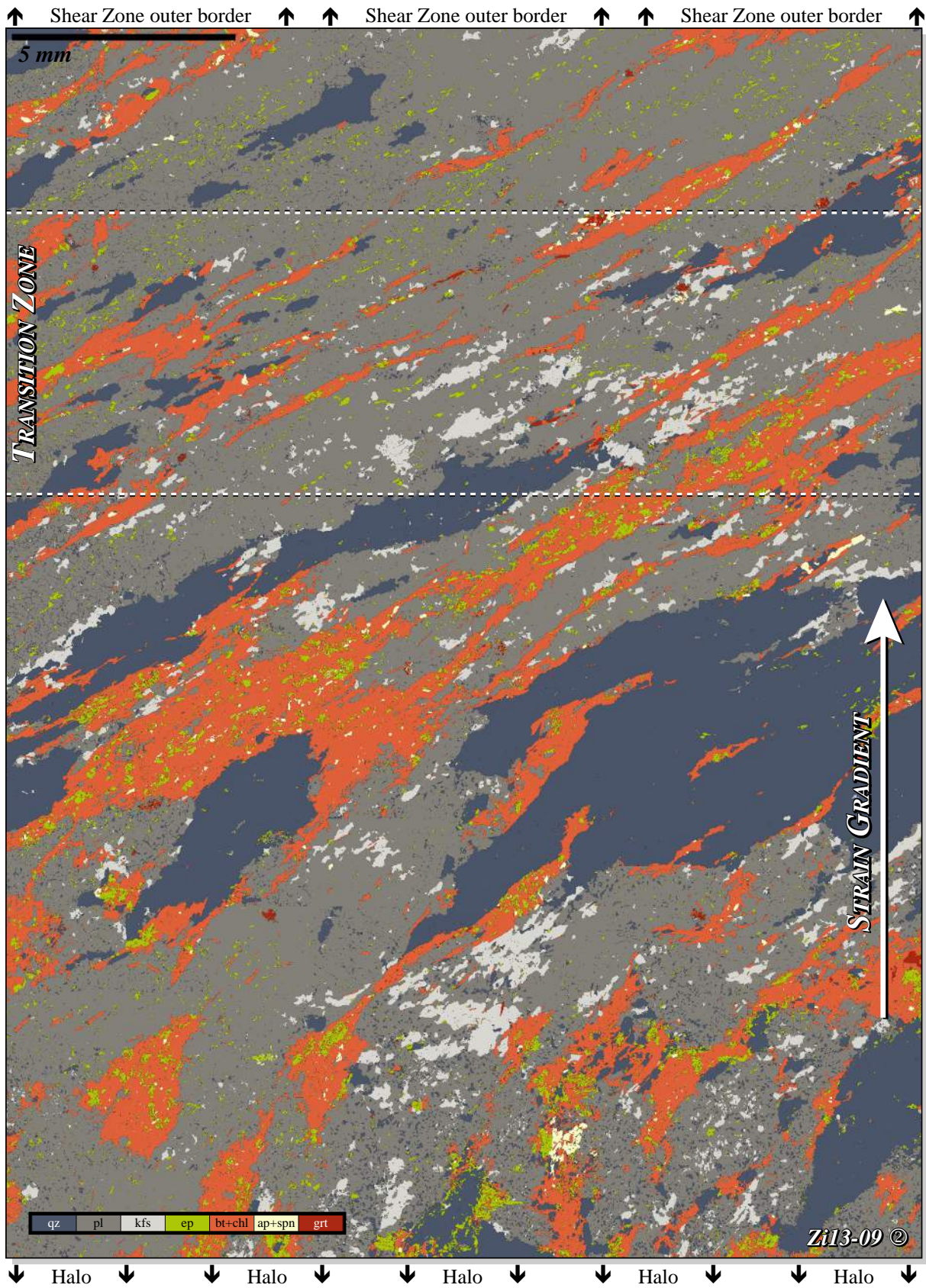


FIGURE 8.28 – Carte minéralogique du domaine recouvrant le halo et la zone de cisaillement, obtenue par traitement SEMI-Pro de la lame Zi13 – 09 ©. Zone de transition : voir texte. Vers le bas : zone de cisaillement. Vers le haut : bordure externe de la PSZ (succession avec la figure précédente 8.27).

Mineral	VEIN	HALO	SZ	OUTER γ
quartz	+++	+++	+++	+++
plagioclase	o	++++ (qz)	++++ (ep1,qz)	+++++ (ep1, qz)
K-feldspar 1	+	++	++	+
K-feldspar 2 (local)	o	±	o	±
epidote 1 (baguette)	o	±	+ (pl)	++ (pl)
epidote 2 (massive)	++++	++ (qz cracks, bt)	+	+(bt-pl lim.)
biotite ± chlorite	++	++	+++	++
garnet	+	±	±	±
sphene	o	±	±	±
apatite	o	±	±	±

TABLE 8.2 – *Importances relatives des différentes phases minérales dans les quatre domaines du PSZS : o : absent, ± : rare, + à +++++ : degré de présence. Les feldspaths potassiques et les épidotes sont distingués en deux types 1 et 2 (voir texte). Les associations particulières des minéraux sont indiquées entre parenthèses.*

externe au PSZS. Le rééquilibrage des plagioclases en un assemblage contenant de fines baguettes d'épidotes (ep1) est spécifique à la métagranodiorite externe. Les épidotes du halo constituent exclusivement des grains massifs (ep2), associés aux zones de faiblesse de la roche, *i.e.* où peuvent circuler préférentiellement des fluides : des fractures au sein des larges plages de quartz et certains agrégats de biotites. Les minéralisations à épidote 2 ± grenat sont similaires à celles rencontrées dans la veine, et suggèrent un réseau de perméabilité guidant les fluides de la veine vers son encaissant sur plusieurs centimètres (Fig. 8.25). Cette infiltration n'est pas observable dans la métagranodiorite externe (Fig. 8.19). Les plagioclases γ sont néanmoins parcourus de quelques rares fractures, minéralisées tantôt en épidote massive (ep2, sans orientation préférentielle), tantôt en feldspath potassique (kfs2, obliques à 60-65° par rapport à l'axe de la veine, dans le sens des aiguilles d'une montre). La zone de cisaillement constitue la zone de transition centimétrique entre ces deux domaines métamorphiques singuliers.

Les bordures de la zone de cisaillement, où s'établissent les gradients de la déformation, portent les stigmates pétro-métamorphiques du domaine non-déformé voisin (Figs. 8.27 et 8.28). Dans la bordure externe de la zone de cisaillement, l'alignement progressif des baguettes d'épidotes (ep1) au sein de la matrice à plagioclase souligne le gradient de la déformation (Fig. 8.29a). Ces épidotes spécifiques de la métagranodiorite externe se rencontrent jusqu'au centre de la zone de cisaillement où leur quantité relative diminue alors que celle des reliques de feldspaths potassiques s'accroît (Fig. 8.29b). Cette zone de transition pétrologique au cœur de la zone de cisaillement s'établit sur une très courte distance de l'ordre du demi-millimètre (Figs. 8.27 et 8.28).

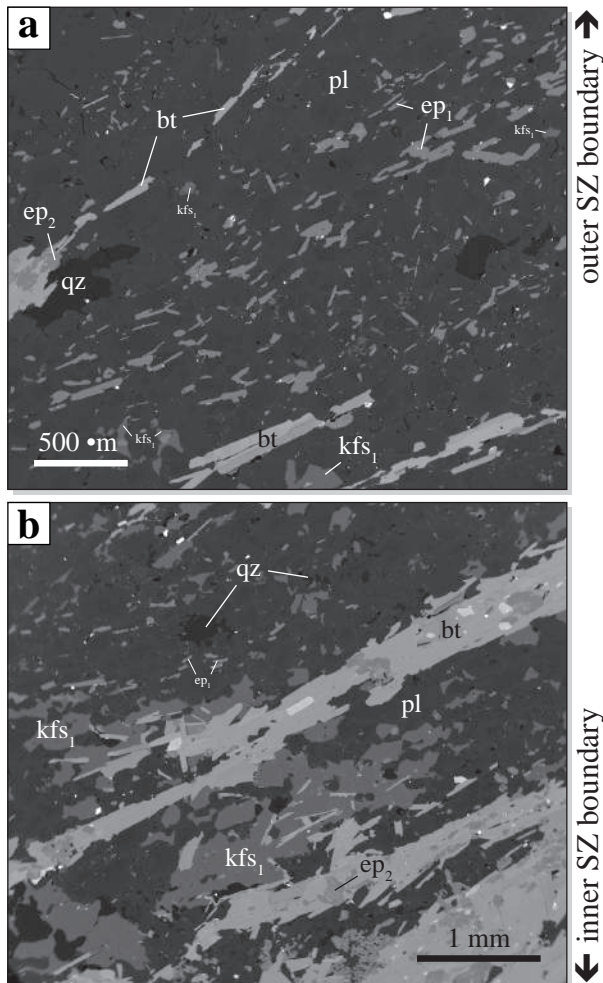


FIGURE 8.29 – Signatures métamorphiques de la zone de transition au cœur de la zone de cisaillement (Figs. 8.27 et 8.28).

a) Domaine externe de la zone de transition. Les épidotes en baguette (ep_1) comprises dans la matrice de plagioclases recristallisés ont une orientation préférentielle colinéaire à la direction des lits de biotites plus ou moins continus. Les reliques de feldspaths potassiques sont rares et composent quelques grains isolés. Quelques épidotes massives (ep_2) sont associées aux biotites.

b) Domaine interne de la zone de transition. Les feldspaths potassiques constituent de fréquentes et étendues reliques associées au plagioclase réactionnel et, plus rarement, au granules de quartz. Quelques épidotes en baguettes (ep_1), orientées préférentiellement, sont sporadiquement dispersées dans les plagioclases. Les épidotes massives (ep_2) sont significativement présentes dans les lits à biotite.

Les variations globales des compositions chimique et minéralogique (sections 8.6, page 215 et 8.7, page 217, respectivement) coïncident avec un changement d'état pétrologique net de la métagranodiorite externe vers le halo contigu à la veine. En particulier, la zone de cisaillement coïncide avec une zone de transition nette et rapide entre les signatures pétrologiques du halo et celles de la métagranodiorite externe. Les minéraux majeurs, pour la plupart, se présentent clairement recristallisés, quel que soit le domaine du PSZS. Il est donc probable que l'état général actuel de la roche ne représente pas l'état acquis au terme de la phase de déformation cisailante, mais résulte également de changements métamorphiques ultérieurs. En particulier, la continuité ou la reprise d'une circulation de fluides au travers de la roche par le biais de la veine et de la perméabilité locale a pu surimposer un signal chimique. Tout cela explique toute la difficulté de remonter à l'état minéral et micro-structural de la roche avant l'initiation du cisaillement localisé, et donc de pouvoir remonter à l'état rhéologique au travers de ce qui deviendra un PSZS.

Les modifications de l'état métamorphique de la roche, qu'elles soient engendrées par des variations des conditions de pression-températures ou de la composition chimique de la roche, se signent par la cristallisation de minéraux aux compositions chimiques distinctes des phases pré-existantes. L'analyse précise de la compositions chimiques des différents minéraux présente deux intérêts fondamentaux à ce stade de l'étude :

- La mise en évidence de potentielles différences de composition chimique au sein de grains de même famille minérale qui révéleraient plusieurs stades métamorphiques. Cela peut se traduire par des zonations au sein des grains ou différentes générations de grains caractérisés par des environnements paragénétiques particuliers. En particulier, la distinction de deux genres d'épidotes (ep1 et 2) et de feldspaths potassiques (kfs1 et 2) traduit-elle des cristallisations diachrones ou synchrones ?
- La mise en évidence d'une possible répercussion de la variabilité de la composition chimique globale au travers du PSZS sur la signature chimique des différentes phases minérales.

La prochaine section est donc consacrée à la présentation et à la discussion des caractéristiques chimiques des différentes phases minérales.

8.9 Signatures chimiques des phases minérales au travers du PSZS

Les lames ①, ② et ④ de l'échantillon Zi13 – 09 (Fig. 8.15) ont été analysées à la microsonde au laboratoire de l'Université de Wien (Autriche) durant la fin de l'automne 2013. Deux autres lames viennent également enrichir le tableau : un échantillon d'une veine et son encaissant sans zone de cisaillement associée (éch. Zi13 – 14, deux lames sondées) ainsi qu'un échantillon de zone de cisaillement sub-mylonitique, d'épaisseur décimétrique, associée à une veine (éch. Zi13 – 15C, deux lames sondées). Les trois échantillons ainsi analysés proviennent de sites éloignés dans la zone d'étude. Les données brutes ont ensuite été traitées via le programme MINSORT (Petra-

kis et Dietrich, 1985) afin d'en extraire les compositions chimiques élémentaires ainsi que leur synthèse distinguant la part des différents pôles purs des minéraux. L'ensemble de ces résultats est consultable dans l'annexe C.4, page 324. Les données traitées sont par la suite détaillées selon les différentes phases minérales analysées. Je traiterai donc dans l'ordre : les feldspaths, les épidotes, les phyllosilicates et les grenats. Pour chacune des phases minérales, la distinction est faite selon leur domaine d'origine dans le PSZS via un code unique de couleurs : veine en vert pâle, le halo métasomatique en gris clair, la zone de cisaillement en rose, puis en rouge bordeaux la zone mylonitique et enfin la méta-granodiorite externe en noir.

8.9.1 Les feldspaths

L'ensemble des feldspaths est ici considéré, du pôle potassique (orthose) aux pôles calcique et sodique des plagioclases (anorthite et albite, respectivement). Les trois échantillons sondés témoignent de caractéristiques chimiques et pétro-structurales communes des feldspaths.

• Les signatures feldspathiques majeures

Les reliques de feldspaths potassiques (kfs1) ont la même signature chimique dans l'ensemble du PSZS (famille ① sur les diagrammes triangulaires de la figure 8.30), et comprennent également l'ensemble des feldspaths compris dans la veine (Fig. 8.24b,d). Ils se définissent par une signature sodi-potassique comprenant de 90 à 94% du pôle pur potassique et 6 à 10% du pôle albitique (*i.e.* Or90-Ab10 à Or94-Ab6).

La transformation métamorphique du feldspath potassique est manifestée dans l'ensemble du PSZS à l'exception de la veine où aucune trace de plagioclase n'est observable. Ces plagioclases, qu'ils soient associés au quartz ou aux baguettes d'épidotes (ep1), sont marqués par une zonation chimique diffuse à l'échelle granulaire généralement difficilement distinguable sur les images MEB à contraste moyen (*e.g.*, Figs. 8.26b 8.29). Ces zonations se définissent par des niveaux sombres, plus sodiques, isolés par des niveaux interconnectés clairs, plus calciques. Elles ne correspondent pas systématiquement à la géométrie des grains actuels (Fig. 8.26b) et un même grain peut être composé de plusieurs unités zonées. En particulier un même grain peut recouper une zonation chimique ou contenir plusieurs zonations internes. Cas plus rares, une zonation abrupte peut localement être observée, marquée également par des bordures plus calciques (Fig. 8.26b). L'ensemble de ces zonations distinctes des joints de grains actuels témoignent vraisemblablement d'une migration des joints de grains et d'une augmentation de la taille des grains (réduction de la surface des grains). Les plagioclases, de part le caractère très diffus de la zonation, attestent d'une gamme de composition chimique largement représentée entre les cœurs sodiques (sombres) et les "bordures" plus calciques (claires) (Fig. 8.30). Sur l'ensemble du PSZS, cette zonation s'exprime de manière identique oscillant entre des niveaux sodiques (Ab86-An14) et calciques (Ab70-An30), *i.e.* entre l'oligoclase et l'andésine, respectivement.

• Les signatures feldspathiques mineures

Les minéralisations en feldspath potassique kfs2 dans les micro-fractures échelonnées de la méta-granodiorite externe (Fig. 8.23a), se caractérisent par une composition chimique très

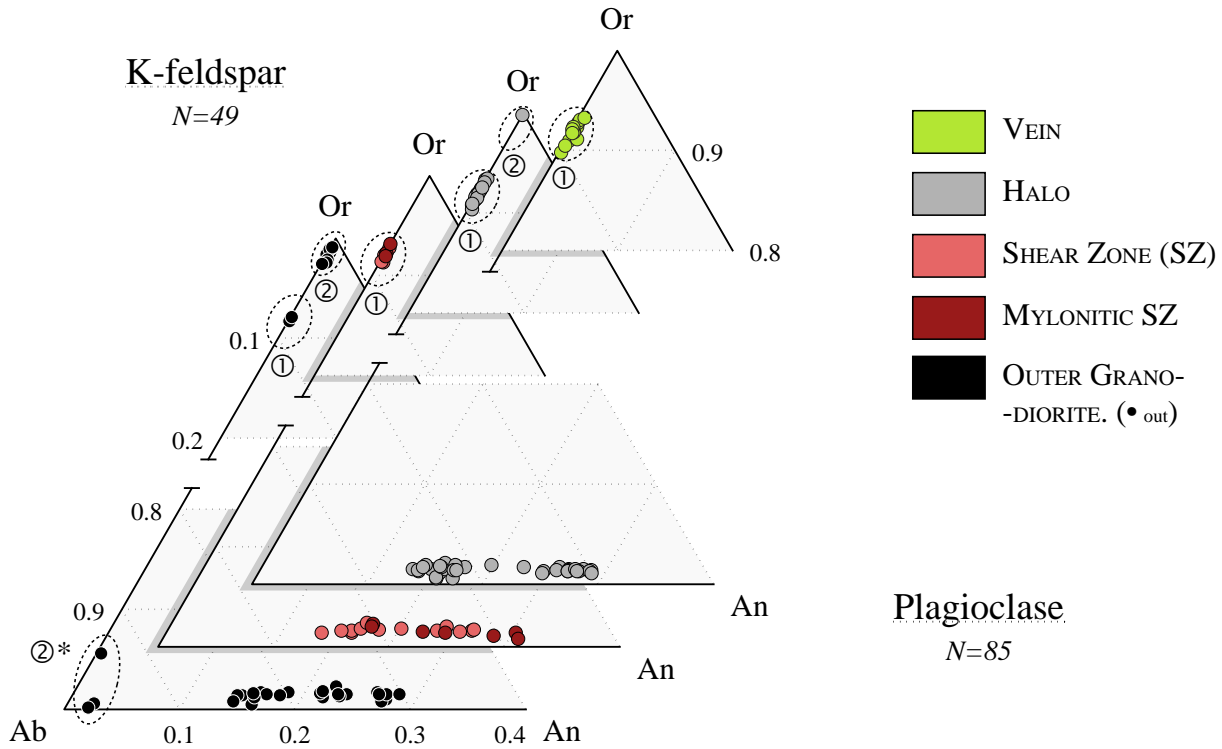


FIGURE 8.30 – Analyses chimiques des feldspaths dans le diagramme triangulaire orthose-albite-anorthite (Or-Ab-An). Les quatre diagrammes superposés correspondent aux analyses dans les quatre domaines du PSZS : veine, halo, zone de cisaillement (+ mylonite) et granodiorite externe. Les deux familles de feldspaths potassiques sont distinguées : kfs1 (①) et kfs2 (②). La famille albitique ②* correspond aux albites associées aux cryptoperthites (Fig. 8.23b)

proche du pôle pur (Fig. 8.30, famille ②), témoignant d'une cristallisation vraisemblablement de plus basse température que celle des feldspaths potassiques dominants en reliques.

Certaines biotites de la métagranodiorite externe et du halo sont transformées, aux bordures, en cryptoperthites (kfs2+ab) de quelques dizaines de microns maximum d'épaisseur (Fig. 8.23b). Ces feldspaths potassiques se caractérisent par une signature chimique identique à celle des feldspaths potassiques dans les micro-fractures décrits précédemment (famille ② sur les diagrammes triangulaires de la figure 8.30). Les albites ségréguées associées sont proches du pôle pur sodique (famille ②* sur les diagrammes triangulaires de la figure 8.30). La ségrégation de la néo-minéralisation feldspathique définit une cryptoperthite qui valide la basse température de la cristallisation. Cela s'accompagne parfois d'un lessivage sodique du plagioclase environnant au très proche abord (quelques microns) des albites.

Ces signatures feldspathiques mineures attestent d'un épisode métamorphique et déformationnel (fractures) plus froid. Extrêmement locales et rares, elles n'affectent donc pas significativement le bilan minéralogique global du PSZS et témoignent vraisemblablement d'un épisode distinct de la phase de développement des PSZ.

8.9.2 Les épidotes

Les épidotes sont exclusivement à majoritairement massives (ep2) de la veine à la bordure interne de la zone de cisaillement. Les épidotes en baguettes, systématiquement rencontrées dans les plages de plagioclases, apparaissent sporadiquement dans le halo et se font de plus en plus présentes dans la zone de cisaillement jusqu'à devenir majoritaires dans la métagranodiorite externe. Pour ces distinctions graduelles au travers du PSZS, la représentation de la nature chimique des épidotes est définie selon (i) le domaine d'origine au travers du PSZS afin d'identifier une possible influence de la proximité de la veine (Fig. 8.31a), et (ii) le type d'épidote (ep1, ep2, et également épidotes en inclusion dans les grenats ; Fig. 8.31b).

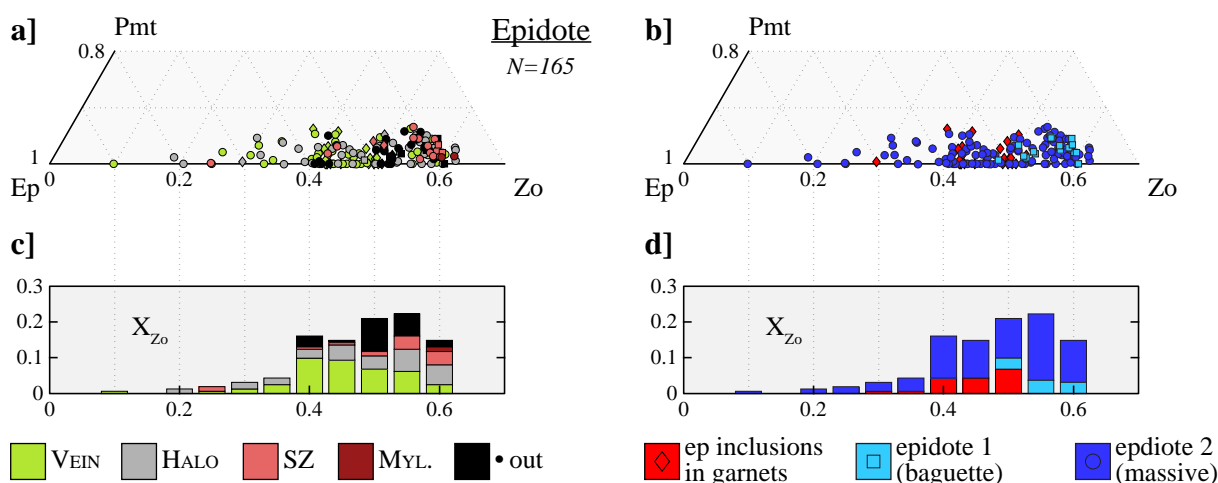


FIGURE 8.31 – Analyses chimiques des épidotes. a) Représentation dans le diagramme triangulaire piemontite-épidote (s.s.)-zoïsité (Pmt-Ep-Zo), par domaine du PSZS ; Les symboles utilisés (losange, cercle, carré) se rapportent au contexte granulaire des épidotes analysées (voir légende de b et d). b) Représentation dans le diagramme triangulaire Pmt-Ep-Zo, selon le type d'épidote analysée : en inclusion dans les grenats, grain en baguette (ep1) ou grain massif (ep2). c) et d) Histogrammes du X_{Z_o} correspondant respectivement à a) et b).

L'ensemble des épidotes analysées oscille principalement entre les pôles de l'épidote (s.s.) (Ep) et de la zoïsité (Zo), *i.e.* entre les pôles ferreux et alumineux, alors que la part de piemontite (Pmt, manganésifère) est toujours inférieure à 10% (Fig. 8.31a,b). Le spectre total des X_{Z_o} des épidotes de la veine (ep2 exclusivement) est principalement concentré sur une gamme de [40% - 55%] (Fig. 8.31c). Les épidotes en inclusion dans les grenats sont chimiquement concentrées dans cette même gamme (Fig. 8.31d). Dans le halo métasomatique, les épidotes, majoritairement de type ep2, sont légèrement plus alumineuses (X_{Z_o} principalement compris entre 45 et 60% ; Fig. 8.31c). Cela rend ainsi compte de cristallisations vraisemblablement plus directement influencées par la nature chimique de l'encaissant granodioritique. Cette tendance se confirme ensuite dans la zone de cisaillement (à l'exception d'une mesure à faible X_{Z_o}) où les deux familles d'épidotes (1 et 2) sont présentes (Fig. 8.31a). En effet, les quelques épidotes en baguettes (ep1) analysées apparaissent équitablement réparties sur une gamme de X_{Z_o} allant de 50% à 60% (Fig. 8.31d). Enfin, les épidotes de la métagranodiorite externe (ep1 et ep2) apparaissent principalement concentrées sur la gamme $X_{Z_o} = 50-55\%$. De façon générale, l'ensemble des épidotes massives (ep2), sur l'ensemble du PSZS, s'étale sur un large spectre comprenant de 40 à 60% de zoïsité (et vice-versa d'épidote (s.s.))

Les données sont dominées par des mesures effectuées au sein des épidotes massives (ep2) ce qui ne permet pas d'établir de conclusions incontestables sur la véritable distinction chimique entre les épidotes en baguette (ep1) et les épidotes massives (ep2) — les premières apparaissant chimiquement plus restreintes mais comprises dans le spectre de la seconde catégorie. Il est néanmoins clair que les épidotes de la veine sont plus ferreuses ($X_{Z_o} \rightarrow 40\%$) que celles de l'encaissant (ep1 et ep2 confondues, X_{Z_o} principalement entre 50 et 60% ; Fig. 8.31c). Le spectre total est très limité sur sa bordure alumineuse ($X_{Z_o} < 65\%$) alors que du côté ferreux, *i.e.* en-deçà de 40%, l'étalement est plus flou marqué par quelques mesures dans les épidotes massives (ep2) et en inclusion. Enfin, aucune tendance notable n'est observable sur l'étalement des données dans la direction du pôle manganifère (Pmt), quelque soit le type d'épidote analysée ni sa provenance (Fig. 8.31a,b).

8.9.3 Les phyllosilicates

L'analyse sur phyllosilicates comprend très majoritairement des biotites, mais également quelques chlorites pures et micas blancs (rares, uniquement représentés localement dans l'échantillon Zi13 – 09 15C). Les biotites ont un signal chimique relativement étendu avec des valeurs de X_{Mg} comprises entre ~ 0.37 et ~ 0.43 et des teneurs en Si sur une gamme de 2.73 à 2.83 (Fig. 8.32a). L'ensemble des données au travers du PSZS se recouvrent, mais quelques tendances se dégagent néanmoins selon le domaine d'origine des biotites. Ainsi, les biotites de la veine et du halo ont un signal chimique relativement confondu avec des combinaisons [X_{Mg} , Si] parmi les plus élevées : ~ 0.40 à ~ 0.435 et 2.75 à 2.83, respectivement. Dans la veine, les deux biotites en inclusion analysées sont rencontrées dans les grenats, et suivent des valeurs de X_{Mg} plus faibles, inférieures à 0.39. Quelques rares grains de biotites de la veine suivent cette même tendance. Dans le halo, les deux biotites en inclusion analysées sont situées dans les épidotes massives (ep2) et se confondent chimiquement avec les valeurs communément rencontrées dans les agrégats (auxquels sont associées les épidotes). Les biotites de la méta-granodiorite externe sont pour la plupart regroupées dans le domaine chimique des biotites de la veine et du halo, mais tendent plutôt à s'étaler vers les faibles X_{Mg} et Si. Les lits de biotites dans la zone de cisaillement (et mylonite) montrent manifestement des valeurs plus faibles avec des X_{Mg} compris entre 0.37 et 0.42, et des Si allant de 2.73 à 2.82. Les biotites en inclusion sont cohérentes avec le nuage de point. Les valeurs de Si apparaissent plus centrées autour de 2.775 dans l'échantillon mylonitique.

De manière générale, plus la température est élevée, plus la cristallisation des biotites tend à incorporer du titane Ti (Kwak, 1968; Robert, 1976), conduisant à la recherche de calibrations thermométriques (*e.g.*, Patiño Douce, 1993). Cependant, il est communément observé que la teneur en Ti évolue inversement à celle de la quantité relative de magnésium par rapport au fer, *i.e.* X_{Mg} (*e.g.*, Ghose, 1971; Henry et Guidotti, 2002). Plus récemment, sur la base de biotites issues de métapélites, Henry *et al.* (2005) ont proposé une nouvelle calibration de la température de cristallisation à partir de la teneur en Ti et des valeurs de X_{Mg} .

$$T = \left[\frac{\ln(Ti) - a - c \cdot (X_{Mg})^3}{b} \right]^{1/3} \quad (8.1)$$

où a , b et c sont des constantes établies à $a = -2.3594$, $b = 4.6482e-9$ et $c = -1.7283$ (Henry

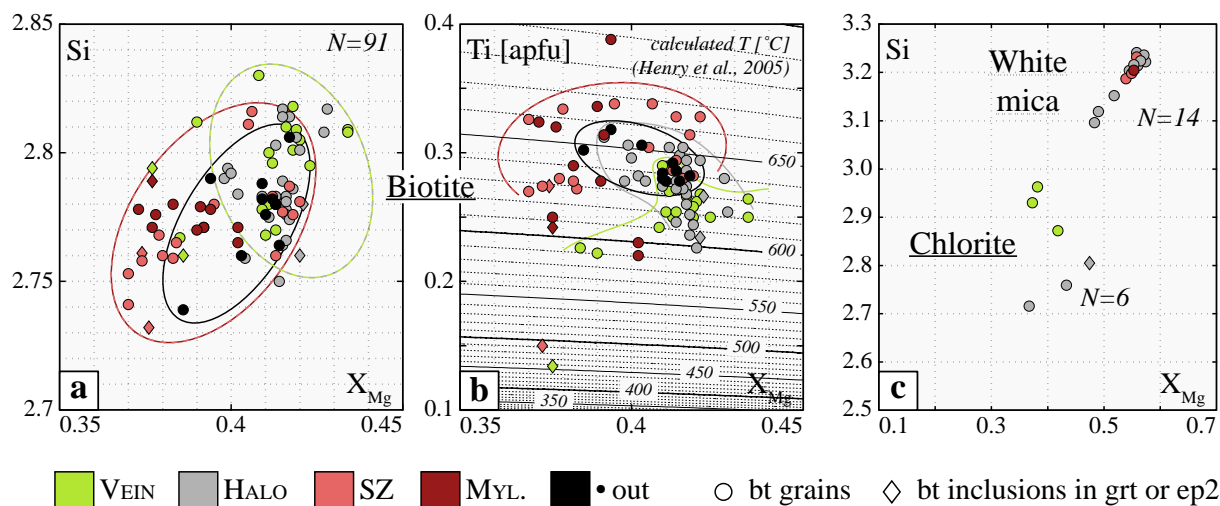


FIGURE 8.32 – Analyses chimiques des phyllosilicates. a) Représentation des résultats pour les biotites dans le diagramme Si- X_{Mg} . b) Représentation des résultats pour les biotites dans le diagramme Ti [apfu]- X_{Mg} , et solution thermométrique d'après Henry et al. (2005). c) Représentation des résultats pour les micas blancs et chlorites dans le diagramme Si- X_{Mg} .

et al., 2005). Ti est demandé en nombre d'atomes par formule (ang. *atoms per formula unit*, apfu) normalisé sur 22 oxygènes. La température T est enfin donnée en degrés Celsius. Henry et al. (2005) ont basé leur loi sur 529 analyses sur biotites pour des gammes de températures de 480 à 800°C et des pressions de 4 à 6 kbar. Les incertitudes associées sont d'autant plus faibles que la température estimée est élevée (480-600°C : $\pm 24^\circ\text{C}$; 600-700°C : $\pm 23^\circ\text{C}$; 700-800°C : $\pm 12^\circ\text{C}$). Ces faibles erreurs empiriques, auxquelles il faudrait néanmoins associer l'erreur analytique, et la gamme des températures cohérentes avec le faciès amphibolite observé incite donc à tester l'application du géothermomètre (Eq. 8.1) sur les PSZS de la métagranodiorite du Zillertal. Les résultats sont présentés sur la figure 8.32b.

La quasi-totalité des analyses, à l'exception de deux biotites en inclusion et d'une dans la mylonite, rendent compte de températures calculées de l'ordre de 600 à 670°C (Fig. 8.32b) avec des nombres de Ti dispersés généralement entre 0.2 et 0.35 (pour 22 oxygènes, apfu). Les points montrent une légère ségrégation dans le champs [X_{Mg} , Ti] qui est plus marquée que dans le champs [X_{Mg} , Si] de la figure 8.32a. De manière générale, les teneurs en Ti augmentent dans les biotites de la veine vers la métagranodiorite externe alors que les X_{Mg} diminuent. L'ensemble traduit donc une légère augmentation de la température de cristallisation des biotites, mais qui reste dans la gamme de l'incertitude (*i.e.* $\pm 23^\circ\text{C}$). Ces températures sont tout à fait cohérentes avec le pic thermique Alpin estimé à $\sim 630^\circ\text{C}$ par Hoernes et Friedrichsen (1974). Les données issues des zones de cisaillement attestent d'un éparpillement plus intense dans le champs [X_{Mg} , Ti], mais également de teneur en Ti globalement plus élevées autour de 0.3 ± 0.05 apfu qui traduisent des températures de l'ordre de 650°C.

Ces résultats thermométriques basés sur l'équation 8.1 doivent néanmoins être considérés avec précaution. En effet, d'une part, la loi a été établie sur des biotites issues de métapélites et non de roche ignée acide. La grande variabilité de la chimie des pélites et la faible incertitude associée au géothermomètre (Henry et al., 2005) autorisent la tentative d'application à d'autres lithologies. D'autre part, les pressions associées aux biotites analysées par les auteurs

sont de 4 à 6 *kbar*, soit inférieures aux pressions estimées pour le métamorphisme des Tauern (~ 7 à 9 *kbar*; Selverstone, 1985). Ces calculs thermométriques constituent donc simplement une estimation assez vague de la tendance thermique. Néanmoins, cette tendance (i) coïncide parfaitement avec les températures de la littérature dans la zone d'étude et (ii) montre une certaine homogénéité des températures de cristallisation des biotites dans l'ensemble du PSZS, à l'exception des lits de biotites dans la zone de cisaillement qui pourraient avoir cristallisé à un peu plus haute température (*T_i* plus important).

Enfin, les rares micas blancs et chlorites analysés montrent un éparpillement restreint dans le champs [X_{Mg} , *Si*] (Fig. 8.32c). Les quatorze micas blancs, dans le halo et la zone de cisaillement, ont un X_{Mg} compris entre 0.48 et 0.58 et un *Si* de 3.10 à 3.24, *i.e.* des signatures chimiques très proches. Les chlorites ont un X_{Mg} compris entre 0.35 et 0.5 et un *Si* de 2.7 à 3.0. Les mesures sur micas blancs et chlorites sont bien trop peu nombreuses pour prétendre à être concrètement et correctement exploitées.

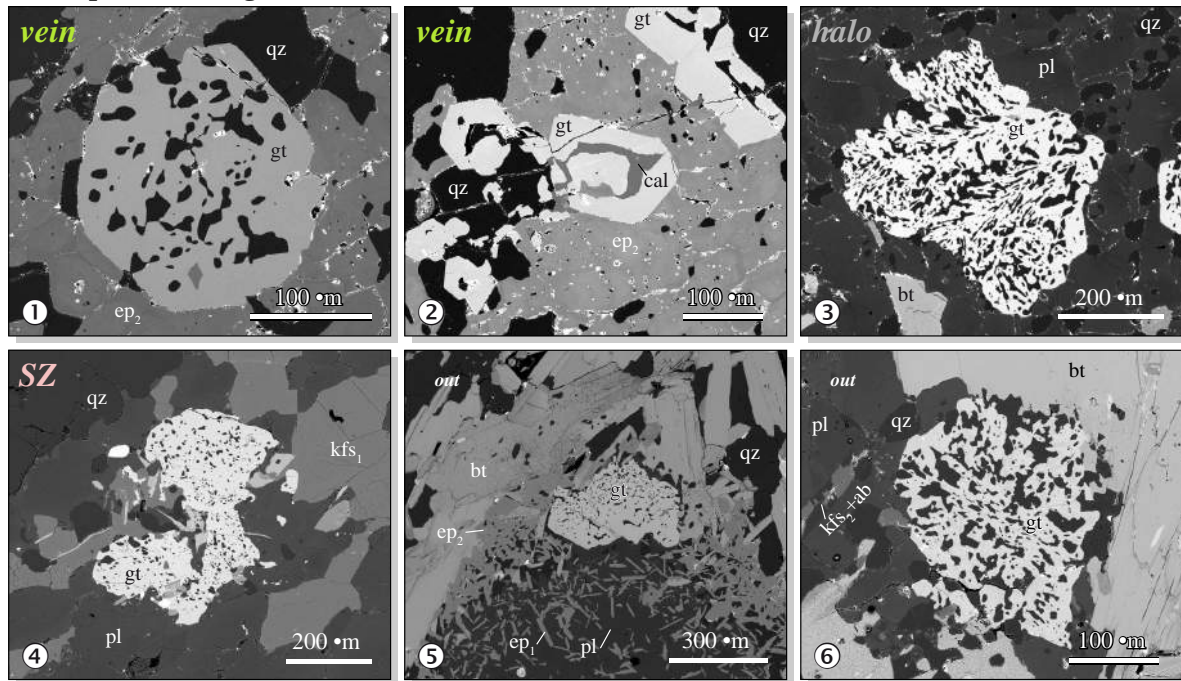
8.9.4 Les grenats

Le grenat, phase très mineure de l'ensemble du PSZS, à l'exception de la veine, se caractérise par une grande diversité de forme granulaire en fonction des différents domaines (Fig. 8.33a ①→⑥). Ils se présentent automorphes à subautomorphes dans la veine (①, ②) et en association aux couronnes métamorphiques à ep+qz des agrégats de biotites dans la métagranodiorite externe (⑤). Au contraire, ils se présentent très perturbés (bordures, structures des inclusions) dans la matrice à plagioclases du halo (③) et localement dans la métagranodiorite externe (⑥). Enfin, dans la zone de cisaillement, les grenats sont fortement allotriomorphes, parfois semi-morcelés, dispersés parmi la matrice à plagioclases (④).

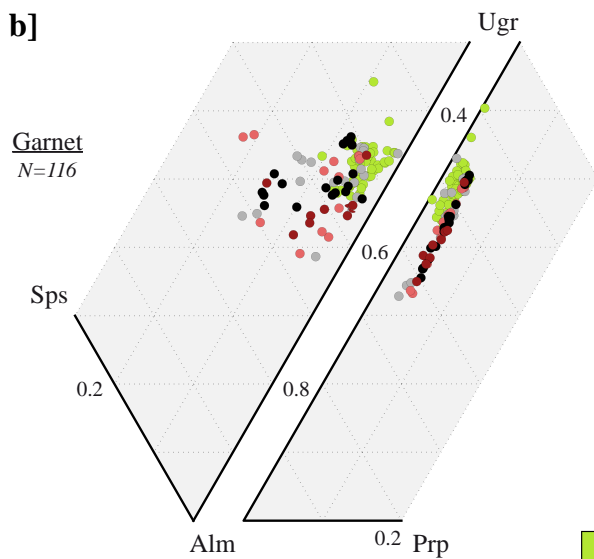
De façon générale, les grenats s'accordent sur une composition à mi-chemin entre le pôle calco-alumineux (grossulaire, grs) et le pôle alumino-ferreux (almandin, alm) (Fig. 8.33b,c). Une part manganésifère (spessartine, sps) non-négligeable, mais nettement secondaire, peut parfois être notée (le plus souvent < 10%, exceptionnellement dépassant 20%; Fig. 8.33b). Les pôles alumino-magnésien (pyrope, prp) et calco-ferrique (andradite, adr) sont très peu représentés (0 à 5%). Aucun grenat ne présente de zonation franche. Cependant une très légère variation chimique, diffuse, peut être parfois observée entre le cœur et les bordures. La nature de cette zonation est variable d'un grenat à un autre. Les grenats analysés, bien que grossièrement similaires, présentent quelques distinctions, notamment en fonction de leur domaine d'origine.

Les grenats issus des veines, automorphes, se concentrent sur une gamme à [37% - 47%] grossulaire et [41% - 52%] almandin (à l'exception d'une analyse à Alm36-Grs49; Fig. 8.33b,c). Leur contenu en pyrope est inférieur à 3.5% et celui en spessartine rarement au-delà de 10%. Les grenats des autres domaines, tous confondus, attestent d'un étalement dispersif vers les pôles almandin ([42% - 59%]) et spessartine (jusqu'à 21%) (Fig. 8.33b). L'ensemble des grenats au-delà du halo s'alignent sur une composition relativement constante et plus importante en pyrope par projection dans le diagramme ugr-alm-prp (Fig. 8.33b), alors que le pyrope demeure faiblement représenté (< 4.5%). Cela atteste simplement de la baisse en grossulaire combinée à l'enrichissement en spessartine (Fig. 8.33b,c).

a) Representative garnets across the PSZS



b)



c)

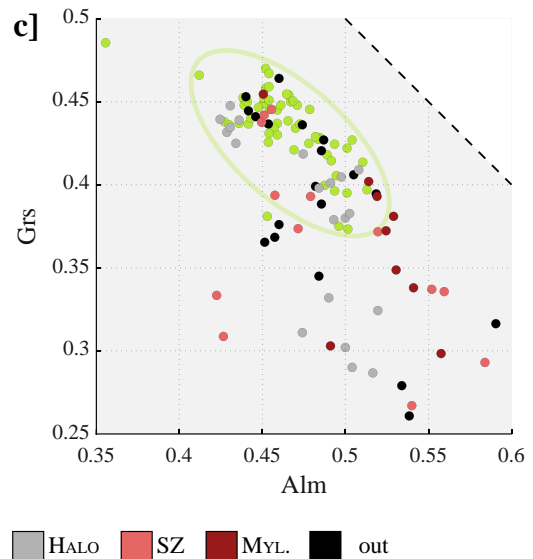


FIGURE 8.33 – Analyses chimiques des grenats. a) Images MEB de grenats représentatifs de chaque domaine du PSZS. ① : Grenat subautomorphe à multiples inclusions de quartz \pm épidotes 2 au cœur de la veine. ② : Grenats automorphes à inclusions de quartz, calcite et épidotes 2 dans une extension latérale de la veine dans le halo. ③ : Grenats isolé xénomorphe dans la matrice de plagioclases et quartz du halo, à proximité de la veine. La morphologie générale des inclusions (quartz) montre une organisation complexe en "goutellettes", allongées localement au sein de couloirs dans lesquelles elles se parallélisent. ④ : Grenat fragmenté au sein de la zone de cisaillement. ⑤ : Couronne métamorphique autour des agrégats de biotites dans la matrice de plagioclases de la méta-granodiorite externe. Le grenat, à faces tantôt droites tantôt ondulées, est lui-même entouré d'une couronne feldspathique l'isolant des épidotes réactionnelles. ⑥ : Grenat xénomorphe à forte densité d'inclusions de quartz majoritairement. Celui-ci est ancré à la bordure d'une plage de biotites de la méta-granodiorite externe et est associé à la croissance de cryptoperthites (kfs₂+ab). b) Représentation dans les diagrammes triangulaires ugrandite-spessartine-almandin (Ugr-Sps-Alm) et ugrandite-almandin-pyrope (Ugr-Alm-Prp). c) Représentation dans le diagramme almandin-grossulaire (Alm-Grs).

En définitive, les grenats de la veine sont plus idiomorphes (Fig. 8.33a①), plus calciques et chimiquement plus concentrés (Fig. 8.33b,c) indiquant une relative stabilité énergétique et chimique lors de la cristallisation. Y sont rattachés les grenats du halo qui sont compris dans les matrices à épidotes que constituent les extensions latérales de la veine (Fig. 8.33a②). Les autres (dans la matrice à plagioclases de l'encaissant ou dans les paragenèses locales ; (Fig. 8.33a③→⑥)) montrent un enrichissement disséminé en pôle ferreux et manganésifère. Il n'y a pas de zonation chimique des grenats au travers du PSZS. La similitude des signatures chimiques et l'absence de zonations indiquent donc que ces grenats sont issus d'un seul événement de cristallisation dans des conditions d'équilibre chimique et thermo-barométriques très proches.

8.9.5 Les PSZS : une homogénéité de la composition chimique des phases minérales ?

De manière générale, les minéraux d'une même famille sont de composition chimique similaire au travers de l'ensemble du PSZS. Autrement dit, les spectres de la répartition des analyses chimiques locales par micro-sonde pour les différents domaines se recouvrent fortement les uns les autres et s'étalent sur la gamme de variabilité chimique de l'ensemble du PSZS.

Néanmoins, les minéraux composant la veine se distinguent légèrement des compositions chimiques du reste du PSZS par des concentrations plus marquées. Les épidotes s'y rapprochent plus du pôle *Ep sensu stricto* (Fig. 8.31a), les biotites ont un X_{Mg} et un *Si* généralement plus élevé (Fig. 8.32a) et un *Ti* plus faible (Fig. 8.32b) et enfin les grenats se concentrent plus vers le pôle calcique (Fig. 8.33b,c). L'étalement plus restreint de ces gammes de composition chimique dans la veine témoignent d'un environnement chimique plus homogène lors de la cristallisation que dans l'encaissant. Les feldspaths potassiques y sont quant à eux de même composition chimique que les reliques présentes du halo à la métagranodiorite externe (Fig. 8.30).

Dans l'encaissant, les minéraux présentent localement de faibles zonations à l'échelle du grain (plagioclase, épidote, grenat) et se caractérisent alors par des signatures chimiques s'étalant sur des gammes légèrement plus larges. La similarité des compositions chimiques des minéraux de la veine et de son encaissant attestent d'une phase de cristallisation ou de recristallisation synchrone dans l'ensemble du PSZS, ou du moins sous des conditions de pression-température identiques. La recristallisation de l'encaissant est donc synchrone de la minéralisation de la fracture ou d'une seconde phase de cristallisation de la veine. Dans le premier cas, cela indiquerait que les signatures chimiques observées correspondent à un état précédant le cisaillement (dans l'hypothèse fortement supportée d'une déformation ultérieure à la mise en place de la veine). Dans le second cas, cela indiquerait une recristallisation totale de l'ensemble du PSZS après la phase de déformation. L'orientation préférentielle des biotites et des épidotes en baguette dans la zone de cisaillement, parallèlement à la direction d'étirement des lits de biotite est en contradiction avec la seconde hypothèse.

Une analyse approfondie quantifiée de l'orientation préférentielle des différentes phases minérales des domaines non-déformés vers le cœur de la zone de cisaillement s'impose alors pour réellement établir la chronologie relative de la dernière phase de cristallisation avec la phase de déformation localisée. La réalisation de pseudo-sections sont également à prévoir afin (i) de vérifier si les champs de stabilité des différents domaines du PSZS dont on connaît

la composition chimique totale (*i.e.*, du halo à la méta-granodiorite externe) coïncident sur des conditions P-T identiques, et (ii) d'établir le degré de variabilité de la composition chimique des phases minérales dans ces différents champs de stabilité.

Pour l'heure, les résultats indiquent donc un étalement des compositions chimiques de chaque phase minérale homogène dans l'ensemble du PSZS à l'exception de la veine où les analyses montrent des spectres chimiques plus resserrés mais compris dans les gammes de variabilité du PSZS. Cette constatation semble donc fortement appuyer l'hypothèse d'une recristallisation synchrone sur l'ensemble du PSZS. Des analyses de l'orientation préférentielle des minéraux et des pseudo-sections sont désormais à réaliser afin d'établir plus précisément la chronologie et les conditions P-T de la dernière phase de cristallisation et de l'épisode de déformation.

8.10 Bilan de l'étude : vers une quantification de la variabilité rhéologique

8.10.1 Synthèse des résultats présentés

L'étude présentée s'est voulue être la plus complète possible au regard de la caractérisation des systèmes de zones de cisaillement "double" (PSZS) de la granodiorite de la nappe du Zillertal (unité supérieure du complexe de Venediger dans la fenêtre des Tauern, Tyrol). L'ensemble de l'analyse regroupe :

- Des observations macroscopiques de la diversité des témoins du cisaillement localisé, et plus particulièrement des zones de cisaillement "doubles" (PSZ). Les intensités du cisaillement des PSZ s'étalent sur une large gamme commençant aux prémices du cisaillement marqués par la naissance de lits de biotite orientés jusqu'au stade mylonitique.
- Une description de l'orientation des zones de cisaillement attestant d'un ensemble cohérent avec un axe principal des contraintes orienté $N328^\circ$. De manière cohérente, l'intensité du cisaillement s'intensifie au fur et à mesure que les plans se parallélisent à la direction d'étirement maximal (*i.e.*, NE-SO).
- Une quantification de l'évolution de la composition chimique sur roche totale du halo à la méta-granodiorite externe. Les analyses témoignent :
 - d'un enrichissement en magnésium, fer et potassium et d'un appauvrissement en calcium au cœur de la zone de cisaillement ;
 - d'un pic de sodium localisé à la bordure interne de zone de cisaillement où le calcium confirme sa faible teneur ;
 - d'une remontée de la concentration en calcium dans le halo non-déformé alors que le magnésium et le fer diminuent depuis le cœur de la zone de cisaillement et que le sodium chute également significativement depuis la bordure interne de la zone de cisaillement ; de l'enrichissement en potassium par rapport à la granodiorite externe marqué dans la zone de cisaillement perdue jusqu'au halo.

Les variations chimiques entre la métagranodiorite externe et le cœur de la zone de cisaillement sont progressives, au contraire de la transition zone de cisaillement-halo. Le halo, la bordure interne et le cœur de la zone de cisaillement correspondent à trois domaines chimiquement distincts marqués par des enrichissements et appauvrissements en éléments chimiques de l'ordre de $\pm 20\%$ au maximum par rapport à la métagranodiorite externe. Le silicium et l'aluminium montrent de faibles variations, mais qui, rapportées à leurs concentrations globalement élevées peuvent s'avérer significatives.

- Une quantification de l'évolution de la composition minéralogique au travers d'un échantillon type de PSZS à un stade de déformation clairement établie mais néanmoins de faible intensité. Une méthode d'analyse matricielle et spectrale des images MEB a spécialement été créée pour les besoins de l'étude : cf. programme SEMI-Pro (annexe D, page 348). Les cartes minéralogiques révèlent :
 - une baisse progressive de plus de 13% de la métagranodiorite externe jusqu'au halo du plagioclase, qui constitue la phase minérale dominante,
 - un enrichissement significatif en quartz dans le halo,
 - un pic de la concentration en biotites à près de 20% dans la zone de cisaillement alors qu'elle ne représentent que $\sim 10\%$ dans les domaines non-déformés,
 - des épidotes moins présentes dans la zone de cisaillement à la transition entre une métagranodiorite externe dominée par des épidotes en baguette (ep1) au sein des plages de plagioclase et un halo dominé quasi exclusivement par des épidotes massives (ep2) cristallisées dans les fractures du quartz ou au sein des agrégats de biotites, et enfin
 - des reliques de feldspath potassique de moins en moins préservées vers l'extérieur du PSZS sous l'effet d'une transformation en plagioclase plus marquée.

L'évolution de la composition minéralogique au travers du PSZS reflète qualitativement l'évolution de la composition chimique. En effet, les variations de la proportion des phases minérales coïncident avec les variations des éléments chimiques impliqués dans leurs formules propres.

- Une étude pétrologique détaillée des différents domaines du PSZS révélant le caractère distinct des domaines non-déformés (halo et métagranodiorite externe). À l'interface, la zone de cisaillement est marquée en son cœur par une zone de transition pétrologique nette et rapide. Les variations des compositions chimiques et minéralogiques se traduisent donc également en changements pétrologiques clairement distinguables au travers du PSZS.
- Une étude de la composition chimique des phases minérales par micro-sonde au travers du PSZS. Les résultats y montrent une homogénéité globale des signatures chimiques de chaque phase minérale avec un étalement des analyses chimiques plus important dans l'encaissant alors que les minéraux de la veine témoignent de signatures légèrement plus tranchées et généralement plus concentrées vers la bordure des gammes chimiques représentées dans l'ensemble du PSZS. L'ensemble des observations sont en accord avec l'hypothèse d'un événement de recristallisation unique dans l'ensemble du PSZS.

8.10.2 Implications sur la rhéologie de la croûte continentale

En résumé, l'ensemble de ces premiers résultats permet d'établir de manière qualitative et quantitative **une concomitance étroite entre l'évolution transversale de la composition minéralogique engendrée par une variation spatiale de la composition chimique et l'initiation d'un cisaillement localisé**. Cette constatation est majeure car elle indique clairement que dans un milieu physiquement continu (dans le sens où aucune trace de précurseur fragile n'est décelée), **la localisation de la déformation peut s'initier à la faveur de faibles variations chimiques et minéralogiques**. Autrement dit, le comportement rhéologique des roches ignées quartzo-feldspathiques, telles que la granodiorite étudiée, s'avère extrêmement sensible à leur composition minéralogique. Les variations spatiales de la composition chimique engendrent des gradients de la résistance effective de la roche suffisamment élevés pour signer une anisotropie significative de la roche. En particulier, une proportion des phases faibles et secondaires (phyllosilicates) un peu plus élevée localement coïncide avec le maximum de cisaillement fini. La rhéologie de ces roches, composant majoritairement le domaine crustal continental, ne peut donc définitivement pas se réduire au comportement rhéologique de la quartzite ou d'un granite particulier (communément utilisés comme analogue de la croûte supérieure dans les modèles numériques).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 7 précédent (page 169), différentes combinaisons de paramètres de fluage pour des roches censées être relativement identiques (*e.g.*, granites) impliquent des comportements thermiques, et par conséquent mécaniques, drastiquement différents (Fig. 7.4, page 183). Il devient désormais crucial d'**estimer la variabilité de la rhéologie des roches en fonction de la variabilité de leurs compositions minéralogiques** au même titre que la température ou l'état des contraintes appliquées. Les implications s'orientent principalement sur le plan de l'initiation de la déformation, *i.e.* l'étape à partir de laquelle on passe de la roche non-déformée à une roche où, localement, les phases faibles sont véritablement réorganisées le long de lits parallèles entre eux qui peuvent alors accommoder aisément la déformation, marquant ainsi une chute de la viscosité effective (Dabrowski *et al.*, 2012; Tullis et Wenk, 1994). Une fois cette phase de cisaillement activée localement, d'autres processus syn-cinématiques interviennent contrôlant le développement dans le temps et l'espace du cisaillement ("*strain softening*" vs. "*strain hardening*").

8.10.3 Perspectives de l'étude : vers une quantification de l'impact de la variabilité minéralogique sur celle de la rhéologie

L'étude présentée demeure néanmoins très partielle au regard de l'objectif final qui serait idéalement de pouvoir quantifier les variations de la viscosité du halo vers la métagranodiorite externe. Je présente par la suite une série qui se veut la plus exhaustive possible des étapes à effectuer pour répondre à cet ultime objectif.

Des compléments à apporter aux analyses chimiques et minéralogiques effectuées

Cette étude a fourni des preuves quantifiées des variations chimiques et minéralogiques associées à l'établissement des PSZ. Néanmoins, les incertitudes des analyses chimiques sur roche totale n'ont pas été prises en compte. Celles-ci peuvent en effet affecter sensiblement les variations estimées des éléments mineurs.

Un bilan chimique entre le veine et son encaissant doit également être réalisé afin d'évaluer précisément les échanges chimiques qui se sont produits entre les fluides en circulation et la roche. L'étendue spatiale de ces échanges, à la fois par la perméabilité de la roche (*e.g.*, fracture dans les plages de quartz et agrégats de biotites dans le très proche encaissant, *i.e.* le halo ; Fig. 8.25) et par diffusion chimique permettra de compléter la connaissance de la structure chimique du halo.

Ensuite, concernant l'estimation des proportions minéralogiques au travers du PSZS par la méthode SEMI-Pro développée pour l'occasion, les variations révélées restent du premier ordre. En effet, la représentabilité d'une lame au regard de l'ensemble du domaine qu'elle couvre peut aisément être remise en question, notamment par le fait que (i) la roche est caractérisée par des plages mono-phasiques étendues sur plusieurs millimètres constituant ainsi autant de sources d'exagération des estimations de composition minéralogique, et que (ii) les variations minéralogiques recherchées s'établissent sur des distances de l'ordre de la dimension de la lame, voire même inférieures.

Disposant de cinq analyses chimiques sur roche totale finement espacées au travers du PSZS et de nombreuses données d'analyses chimiques micro-sonde, la réalisation de pseudo-sections apparaît désormais essentielle pour compléter l'information minéralogique. Ces diagrammes de phases doivent nous permettre de mieux contraindre les estimations pression-température (i) du métamorphisme général de la granodiorite externe ("métamorphisme des Tauern") dont les pressions actuellement connues s'établissent entre 7 et 9 *kbar* pour des températures de l'ordre de 600 à 650°C (Christensen *et al.*, 1994; Friedrichsen et Morteani, 1979; Hoernes et Friedrichsen, 1974; Selverstone, 1985), (ii) de la recristallisation du halo métasomatique au voisinage direct de la veine, et enfin (iii) de la recristallisation associée à la zone de cisaillement. Compte tenu de signatures chimiques très similaires pour chaque phase minérale au travers de l'ensemble du PSZS, nous pouvons légitimement nous attendre à des estimations P-T semblables. Cette hypothèse reste néanmoins à vérifier, d'autant plus que son implication est décisive sur la chronologie relative du cisaillement et de la recristallisation.

Ces champs de stabilité correspondant aux différents domaines du PSZS, contraints par les analyses chimiques micro-sonde sur phases minérales, permettront d'obtenir des gammes de compositions minéralogiques. Celles-ci doivent alors théoriquement coïncider avec les estimations de premier ordre issues du traitement SEMI-Pro et vérifier ainsi les variations de la composition minéralogique observées.

À partir de ces modèles thermo-dynamiques, il sera également judicieux d'effectuer des diagrammes de phases en faisant varier la quantité disponible de certains éléments chimiques pour une pression et/ou une température fixée(s). Typiquement, les changements de proportions en calcium, fer, magnésium, potassium et sodium dans les gammes de variations dévoi-

lées par les analyses sur roche totale (section 8.6, page 215) doivent nous permettre de mieux quantifier leur impact sur la variabilité de la composition minéralogique.

Enfin, la métaгранodiorite externe analysée correspond au domaine non-déformé voisin de la zone de cisaillement. Un échantillonnage à plus grande distance (par exemple une dizaine de centimètres) pourra nous révéler si les interactions fluides-roche cencentrées principalement au proche abord de la veine ont pu s'étendre de manière plus diffuse au-delà.

L'analyse des orientations préférentielles des minéraux

L'examen des orientations préférentielles des minéraux (ang. *Lattice-Preferred Orientation*, LPO) nous permettra de relier directement la phase de recristallisation avec la phase de déformation. Une recristallisation synchrone du cisaillement, ou du moins affectée par les contraintes exercées sur la roche, se traduira par une organisation cristalline des minéraux orientée dans la direction de la déformation locale. En particulier, les lits de biotite sont pour cela prioritaires puisqu'ils sont très probablement le siège du maximum de déformation.

Une première quantification des viscosités effectives au travers du PSZS sur la base de modèles analytiques de mélanges

Les compositions minéralogiques quantifiées (pseudo-sections et SEMI-Pro) associées aux conditions de pression-température calculées (pseudo-sections) pourront être utilisées pour des estimations analytiques de la viscosité effective. Rares sont les modèles analytiques qui permettent de calculer des viscosités effectives uniquement à partir des compositions minéralogiques (Bloomfield et Covey-Crump, 1993; Hill, 1965; Huet *et al.*, 2014; Ji *et al.*, 2003). Ceux qui sont basés sur des agrégats bi-phasés sont inadaptés pour la granodiorite étudiée, et de façon plus générale pour les roches ignées communes, sans faire le sacrifice de négliger les phases secondaires comme les phyllosilicates qui ont un réel impact sur la rhéologie effective (Tullis et Wenk, 1994). Au contraire, les modèles développés par Ji *et al.* (2003) ou Huet *et al.* (2014) sont adaptés à tout type de roche cristalline poly-phasée.

En particulier, le modèle MPG (pour *Minimized Power Geometric model*) fourni par Huet *et al.* (2014) permet de prédire directement la viscosité effective d'une roche à partir des proportions de ses différentes phases sous la condition que nous en connaissions les paramètres de fluage propres. Ce genre de modèle constitue avant-tout un moyen d'estimer au premier ordre les variations susceptibles de la viscosité au travers du PSZS. En effet, d'importantes hypothèses doivent être établies : (i) l'isotropie et l'homogénéité des agrégats poly-phasés, (ii) l'unicité des mécanismes de déformation des phases minérales, (iii) la non-interaction physique ou chimique des phases pendant la déformation, et (iv) des contraintes et vitesses de déformation identiques pour l'ensemble des phases. Néanmoins, la reproductibilité tout à fait satisfaisante des estimations par rapport aux mesures en laboratoire permet aux auteurs de valider leur modèle analytique et nous encourage à l'appliquer au PSZS.

L'analyse des mécanismes de déformation des phases minérales présentes

L'examen du comportement rhéologique de l'ensemble constitué par la granodiorite externe et le halo métasomatique requiert absolument la détermination des mécanismes de déformation propres à chaque phase aux conditions pression-température calculées par les modèles thermo-dynamiques (pseudo-sections). Ces micro-mécanismes à P-T données définissent en effet les contrastes de résistances mécaniques entre chacune des phases minérales présentes. L'accent devra en particulier être mis sur le feldspath qui compose la matrice de la granodiorite et dont les propriétés mécaniques peuvent avoir un rôle considérable sur la résistance effective de la roche (Mukai *et al.*, 2014).

L'application de modèles numériques mécaniques

En terme de modélisation numérique mécanique, plusieurs options sont possibles. D'une part, des modèles en une dimension (1-D), simples, pourraient nous permettre dans un premier temps d'examiner l'influence de la géométrie d'un profil de viscosité, soumis à des contraintes cisailantes simples, sur la possible initiation de la déformation localisée. Plusieurs paramètres et schémas peuvent être testés : (i) les profils de chacun des paramètres de fluage n , A et E , (ii) le schéma insufflé par les viscosités effectives calculées à partir de modèles analytiques de mélange, (iii) un profil segmenté en deux domaines rhéologiques distincts ou plusieurs (le site de localisation du cisaillement pouvant lui-même constituer un domaine intermédiaire entre le halo voisin de la veine et la méta-granodiorite externe), ou encore (iv) des transitions plus ou moins abruptes des viscosités d'un domaine à un autre. Ces différents posent donc les bases d'une réflexion pour une étude paramétrique théorique et dont les résultats peuvent être rapprochés aux observations de terrain.

D'autre part, la réalisation de modèles numériques mécaniques 2-D à l'échelle du PSZS, intégrant la géométrie des phases minérales, les tailles caractéristiques des grains représentés et enfin (et surtout) les mécanismes de déformation propres à chaque phase minérale. Ces modèles pourraient typiquement reprendre le schéma fourni par les cartes minéralogiques générées par traitement SEMI-Pro sur des cas de veine associée à un halo mais sans zone de cisaillement développées (veines colinéaires à l'axe de raccourcissement maximal typiquement, *i.e.* orientées NO-SE).

Diversifier les cas d'études

Enfin, l'étude s'étant pour l'heure focalisée quasi intégralement sur un seul cas de PSZS (échantillon Zi13 – 09), il serait pertinent de réitérer l'étude sur d'autres échantillons. Premièrement, l'examen de veines et leurs encaissants sans PSZ associées fournirait des informations plus directes sur l'état chimique, minéralogique et microtextural de la roche avant déformation. Deuxièmement, d'autres cas de PSZS montrant les premiers stades de la déformation devraient être analysés afin de généraliser (ou pas) les observations faites sur l'échantillon ici présenté. Troisièmement, la zone d'étude fournit une collection dense d'exemples de PSZS arborant des quantités de cisaillement fini très diverses qui sont alors tout autant de cas d'étude potentiels pour contribuer à la compréhension du développement des zones de cisaillement au cours du temps après la phase d'initiation.

Chapitre 9

Synthèse et Perspectives

Sommaire

9.1	Apports de ce travail sur la compréhension des zones de cisaillement	259
9.1.1	De l'évolution thermique à l'évolution mécanique des zones de cisaillement lithosphériques	259
9.1.1.1	Méthodes employées : une approche pluri-disciplinaire	260
9.1.1.2	Les processus et paramètres majeurs impliqués dans l'évolution de la signature thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques	264
9.1.1.3	Confrontation aux données de terrain : la zonation métamorphique inverse associée au MCT (Himalaya)	266
9.1.2	Sensibilité thermo-mécanique des zones de cisaillement et variabilité de la rhéologie des roches crustales	270
9.2	Discussions : De la rhéologie de premier ordre des zones de cisaillement lithosphériques à leur évolution mécanique dans le temps et l'espace	272
9.3	Perspectives : Vers la modélisation numérique thermo-mécanique des zones de cisaillement lithosphériques	276

Le présent chapitre synthétise l'ensemble des méthodes numériques et analytiques développées ainsi que les résultats majeurs obtenus au cours de ce travail de thèse sur le problème de la rhéologie des zones de cisaillement. La forte interaction entre les évolutions thermiques et mécaniques des zones de cisaillement d'échelle lithosphérique, révélée par les confrontations de nos modèles avec les données de terrain, constitue le pilier central de ce travail. L'importance de la compréhension des processus à petite échelle est illustrée par le bilan de l'étude pétrologique des zones de cisaillement centimétriques de la granodiorite du Zillertal (fenêtre des Tauern, Tyrol). Les conséquences de l'intense variabilité du comportement rhéologique à petite échelle sont finalement discutées au regard des rhéologies classiquement considérées dans les modèles numériques qui s'intéressent aux processus qui régissent la dynamique de la lithosphère.

9.1 Apports de ce travail sur la compréhension des zones de cisaillement

9.1.1 De l'évolution thermique à l'évolution mécanique des zones de cisaillement lithosphériques

Étudier le comportement rhéologique des zones de cisaillement ne constitue pas un exercice aisé car il exige de connaître des grandeurs qui ne sont pas directement mesurables : les contraintes, les vitesses de déformation et la résistance mécanique des roches impliquées. Afin de surpasser cette difficulté, ce travail s'est basé sur la signature thermique aux abords des zones de cisaillement comme témoin de leur rhéologie. En effet, lors de la déformation, de l'énergie mécanique est convertie en chaleur au sein de la zone de cisaillement (shear heating). Cette énergie thermique, produite localement, est simultanément diffusée dans les unités structurales en contact. La température contribue à son tour à l'affaiblissement mécanique des roches dominées par un comportement ductile, et par conséquent à une réduction de la quantité de chaleur produite par shear heating. Étudier la signature thermique autour des zones de cisaillement apparaît donc essentiel puisque cela peut nous renseigner sur l'évolution de la rhéologie des roches déformées. Cette approche est d'autant plus pertinente que les roches constituent des archives thermiques de par les produits des réactions métamorphiques qu'elles ont pu subir et conserver au cours du temps. En les étudiant avec minutie, elles peuvent ainsi nous révéler des bribes de l'histoire rhéologique des zones de cisaillement.

Cependant, l'évolution du champ thermique autour des zones de cisaillement lithosphériques dépend également de la diffusion de la perturbation thermique induite par la mise en contact de blocs caractérisés par des températures initiales différentes — typiquement les zones de cisaillement à forte composante verticale (chevauchement, détachement). Ainsi sont distingués trois processus thermiques majeurs agissant au sein et aux abords d'une zone de cisaillement lithosphérique : la diffusion, l'advection et le shear heating.

Ce travail s'est principalement focalisé sur les zones de chevauchement majeures intra-contininentales. Ce choix se justifie par l'accessibilité des roches métamorphiques exhumées et la zonation thermique inverse qu'elles ont parfois enregistrée (*e.g.*, Le Fort, 1975; Pitra *et al.*, 2010). De plus, le rôle du shear heating sur l'évolution thermique aux abords et au sein des chevauchements y est très débattu, tantôt invoqué pour expliquer l'inversion métamorphique

(*e.g.*, Arita, 1983; Burg et Gerya, 2005; Duprat-Oualid *et al.*, 2013; England *et al.*, 1992) tantôt considéré comme négligeable par rapport à d'autres facteurs comme l'érosion, l'accrétion ou une production de chaleur radiogénique (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Herman *et al.*, 2010; Huerta *et al.*, 1998, 1999; Jamieson *et al.*, 2004; Kidder *et al.*, 2013). Les conséquences potentiellement majeures du shear heating sur l'évolution de la rhéologie de la lithosphère dans les domaines orogéniques (*e.g.*, Burg et Schmalholz, 2008; Hartz et Podladchikov, 2008) incitent d'autant plus à aborder le problème de l'évolution thermique et mécanique des zones de chevauchement intra-continentales.

De nombreux processus sont donc impliqués ou invoqués dans la signature thermique enregistrée par les roches métamorphiques à proximité des zones de chevauchement : la diffusion et l'advection thermiques, le shear heating, l'érosion, l'accrétion ou encore la production de chaleur radiogénique. De ces processus, connaître la part thermique qui est relative au shear heating (qui dépend de la résistance des roches impliquées) constitue donc un moyen indirect d'appréhender la rhéologie de la zone de cisaillement. La difficulté de l'exercice nous a incité à l'aborder sous différents angles (de la conception théorique à la confrontation de nos modèles aux compilations de données de terrain), en utilisant différentes méthodes (modélisation numérique, développements analytiques).

9.1.1.1 Méthodes employées : une approche pluri-disciplinaire

Plusieurs méthodes ont été utilisées dans le cadre de ce travail afin de cerner de manière complète les interactions entre évolutions thermique et mécanique des zones de cisaillement lithosphériques (Fig. 9.1). Ainsi, la **modélisation numérique** a permis d'examiner l'évolution du champ thermique directement à partir de paramètres qui définissent le schéma de chaque simulation. Inversement, en exécutant une multitude de simulations numériques impliquant différentes combinaisons paramétriques, il est possible (i) de remonter à la configuration qui offre la meilleure reproductibilité d'un exemple de champ thermique instantané (Duprat-Oualid *et al.*, 2013; chapitre 2, page 15) ou de données thermiques métamorphiques (section 3.5, page 73, et chapitre 6, page 147), et (ii) d'établir clairement les paramètres dont la variabilité a un fort contrôle sur la signature ou la perturbation thermique obtenue (chapitre 6, page 147).

Par le biais de la modélisation numérique, l'ensemble des processus impliqués sur la signature thermique métamorphique peuvent être considérés (article 1, Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2, page 15). En particulier, les processus thermiques (diffusion, advection, production interne) invoquent de nombreux paramètres qui définissent le contexte général de la zone de cisaillement : par exemple, l'orientation et l'intensité du champ cinématique, la rhéologie de la zone déformée, les propriétés thermiques des roches ou encore la structure thermique initiale. Afin de faire ressortir les processus et paramètres concrètement influents sur la manière dont peut évoluer le champ thermique aux abords d'une zone de cisaillement, un travail analytique a été mis en œuvre.

Ainsi, le **modèle d'analyse dimensionnelle**, présenté dans l'article 2 (Duprat-Oualid *et al.*, 2015, chapitre 3, page 43) a établi quantitativement le lien entre ces paramètres et les contributions de la diffusion, de l'advection et du shear heating (R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} , respectivement) au budget thermique pour tout type de zone de cisaillement (*i.e.*, chevauchement, détache-

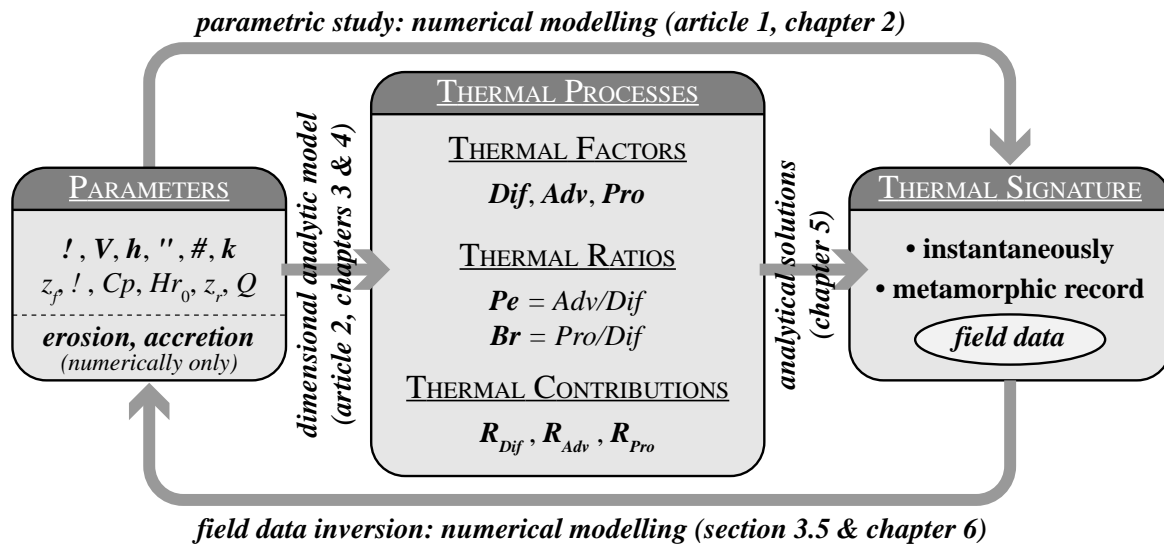


FIGURE 9.1 – Relations schématisées entre les paramètres définissant le contexte de la zone de cisaillement, les processus thermiques impliqués et la signature thermique instantanée ou métamorphique. Les méthodes développées pour les quantifier et les chapitres correspondants sont indiqués au niveau des flèches correspondantes. L'inversion des données de terrain permet de remonter aux combinaisons paramétriques requises pour la reproductibilité, et par conséquent d'en déduire les processus thermiques dominants.

ment, à composante décrochante). En contexte compressif intra-continentale, les trois processus peuvent tour à tour dominer le budget thermique et impliquer des signatures thermiques particulières révélées par voie numérique (section 3.4, page 65). Cette étroite compétition entre les trois processus thermiques majeurs permet donc d'expliquer les divergences d'interprétation sur la véritable influence du shear heating. Simple et facile d'utilisation, le modèle d'analyse dimensionnelle se positionne en complément des précédentes études analytiques ou numériques appliquées à des contextes plus particuliers (*e.g.*, Barr et Dahlen, 1989; Behn *et al.*, 2007; Brewer, 1981; Brun et Cobbold, 1980; England et Molnar, 1993; England et Thompson, 1984; Fleitout et Froidevaux, 1980; Leloup *et al.*, 1999; Molnar et England, 1990; Royden, 1993). En effet, il offre une vision quantifiée de l'état du budget thermique et des processus le contrôlant pour tout type de zone de cisaillement d'échelle lithosphérique, quel que soit son contexte, ce que ne permettait pas de faire les études précédentes.

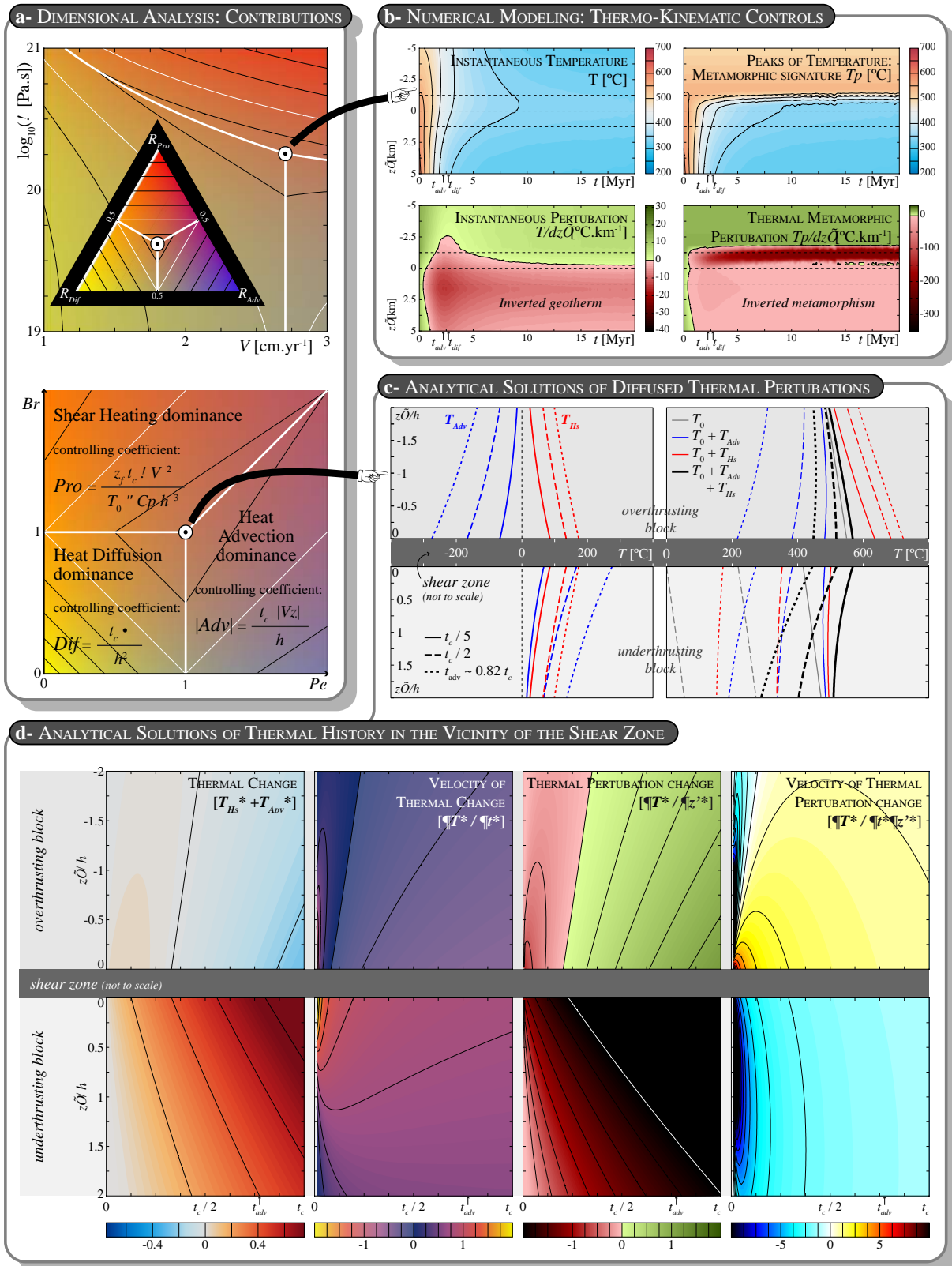
L'analyse statistique a ensuite permis de quantifier précisément la sensibilité des contributions thermiques face à la variabilité de tous les paramètres impliqués (chapitre 4, page 89). Six paramètres parmi les onze mis en jeu se sont révélés d'importance primordiale et sont donc susceptibles de contrôler le type de perturbation thermique enregistrée aux abords de la zone de chevauchement : la résistance mécanique de la zone de cisaillement (*i.e.* la viscosité η), la vitesse V de déplacement relatif entre les deux blocs, l'épaisseur h de la zone de cisaillement, les angles du pendage θ et du pitch ψ de la zone de cisaillement et enfin la conductivité thermique k de la zone déformée et de ses alentours.

L'ensemble des combinaisons paramétriques thermiques peuvent se résumer en deux nombres sans dimension que sont le nombre de Peclet Pe (rapport de l'advection sur la diffusion)

et le nombre de Brinkman Br (rapport de la dissipation par shear heating sur la diffusion). Ces deux nombres, dont la sensibilité aux paramètres est également quantifiée par l'analyse statistique, sont à la base d'une investigation analytique plus approfondie fondée sur des **solutions analytiques** de l'équation de la chaleur (chapitre 5, page 109). Ainsi dans un contexte nécessairement simplifié, ce second volet analytique permet de décrire quantitativement l'évolution thermique dans le temps et l'espace pour tout couple $[Pe, Br]$, autrement dit pour toute combinaison $[R_{Dif}, R_{Adv}$ et $R_{Pro}]$ ou pour toute combinaison paramétrique. Les parts du changement thermique attribuées à l'effet de l'advection ou du shear heating sont ainsi déterminables. À contributions égales de l'advection et du shear heating, *i.e.* $R_{Adv} = R_{Pro}$, la solution analytique permet notamment de révéler la prédominance du shear heating à court terme alors la perturbation thermique contrôlée par l'advection s'impose sur le long terme. En outre, l'obtention d'une solution analytique générale permet d'examiner à la fois la vitesse des changements thermiques dans le temps, *i.e.* la dérivée au temps t , et l'ampleur de la perturbation thermique dans l'espace, *i.e.* la dérivée sur la distance à la zone de cisaillement z' (Fig. 9.2d).

Un exemple de l'approche pluri-disciplinaire numérique et analytique développée est illustré dans la figure 9.2. L'accrétion et l'érosion ne sont pas considérées afin d'obtenir des résultats comparables pour chaque méthode employée. Ainsi, à partir d'un état donné des contributions au budget thermique (Fig. 9.2a), les signatures thermiques instantanée et métamorphique (pics

FIGURE 9.2 (following page) – *Approche pluridisciplinaire développée au cours de cette étude de l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphérique. a) Modèle d'analyse dimensionnelle (chapitre 3, page 43) permettant d'établir de manière quantitative la contribution au budget thermique des trois processus thermiques majeurs (diffusion R_{Dif} , advection R_{Adv} et shear heating R_{Pro}). Le diagramme du haut présente la carte des contributions thermiques en fonction de deux paramètres majeurs : la vitesse relative de déplacement V entre les blocs et la résistance mécanique η de la zone de cisaillement. Les gammes de valeurs correspondantes sont considérées pour des zones de cisaillement intra-continentales. Le diagramme triangulaire surimposé représente les nuances de couleurs attribuées pour toutes combinaisons de contributions thermiques entre les pôles R_{Dif} , R_{Adv} et R_{Pro} . Le diagramme du bas représente l'équivalence de ces cartes de contributions dans le diagramme $[Pe, Br]$ où Pe est le nombre de Peclet et Br le nombre de Brinkman. Le point à la jonction des trois domaines de contrôle est considéré pour les applications numériques et analytiques exposées en b) et c), respectivement. b) Application du modèle numérique thermo-cinématique 2-D (décrit dans l'article 1, Duprat-Oualid et al., 2013 ; chapitre 2, page 15). Le cas d'un chevauchement intracontinental est considéré, en appliquant les valeurs de V et η exposées en a). La thermique au travers du profil exposé dans la figure 3 de l'article 2 (Duprat-Oualid et al., 2015, chapitre 3, page 43) est illustrée. À gauche, l'évolution thermique instantanée des températures T puis, en bas, le gradient thermique structural correspondant. À droite, l'évolution des pics de températures T_p atteints puis, en bas, le gradient structural correspondant quantifiant la perturbation thermique. c) Solution analytique (chapitre 5, page 109) de la thermique dans les blocs chevauchant et plongeant au proche abord d'un chevauchement. Cette solution analytique dépend de la distance z' à la zone de cisaillement, adimensionnée à l'épaisseur h de cette dernière, et des nombres de Peclet Pe et de Brinkman Br (définis dans l'article 2, chapitre 3, page 43). Dans le diagramme de gauche sont présentés les changements thermiques par effet de l'advection (T_{Adv} , bleu) et du shear heating (T_{Hs} , rouge) pour différents temps. Dans le diagramme de droite sont présentés les profils thermiques composant avec la part advective (bleu) et la part de shear heating (rouge), puis leur combinaison (noir gras).*



de température atteints) sont révélées par simulation numérique (Fig. 9.2b). Des nombres de Peclet Pe et Brinkman Br déterminés par le modèle d'analyse dimensionnelle, l'approche par solution analytique nous permet d'obtenir l'évolution de la température dans le temps et l'espace, ainsi que les parts diffusées des perturbations par advection (en bleu) et shear heating (en rouge ; Fig. 9.2c). Les gradients de la température dans le temps et l'espace nous permettent également de mieux définir la façon dont évolue le champ thermique autour de la zone de cisaillement au cours de l'activité de la zone de cisaillement.

Ce travail m'a ainsi permis d'obtenir un ensemble d'outils complémentaires qui permettent d'expliquer les caractéristiques de premier ordre de l'évolution thermique aux abords de toute zone de cisaillement lithosphérique. Le traitement par ce couplage méthodologique passe par la définition des paramètres impliqués, y compris les vitesses d'érosion et d'accrétion, ainsi que par la quantification des contributions relatives de chaque processus thermique impliqué (Figs. 9.2 et 9.1). Par la voie numérique, les témoignages thermiques métamorphiques du terrain peuvent ainsi trouver une explication de premier ordre (Fig. 9.2b) et traduire l'état des contributions des processus thermiques (Fig. 9.2a). L'accrétion et l'érosion peuvent également être considérés, mais seuls les processus véritablement thermiques restent examinables analytiquement (Fig. 9.2b,c,d).

Cette approche pluri-disciplinaire utilise des simplifications modérées qui permettent la cohérence de chaque méthode et, par conséquent, leur couplage. Ces simplifications permettent alors d'examiner le comportement thermique, de déterminer la part liée à la production de chaleur par shear heating et donc d'évaluer le comportement mécanique de la zone de cisaillement. L'évolution thermique T et la rhéologie de la zone de cisaillement, *i.e.*, la viscosité η sont ainsi concrètement corrélables. Lorsque les enregistrements métamorphiques de la température sont considérés ou lorsque l'accrétion et l'érosion peuvent être impliquées dans la signature thermique observées, le passage pas des simulations numériques est requis (Fig. 9.1). Ces outils ne permettent pas, certes, de reproduire exactement les données thermiques propres à chaque cas naturel, mais demeurent très utiles pour différencier clairement les processus qui les ont contrôlés.

9.1.1.2 Les processus et paramètres majeurs impliqués dans l'évolution de la signature thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques

L'ensemble des processus et paramètres engagés dans l'évolution thermique au voisinage et au sein d'une zone de cisaillement d'échelle lithosphérique ont été testés et comparés les uns aux autres afin (i) d'en distinguer les impacts relatifs, et (ii) d'en extraire la quantité de shear heating qui a pu être produite, et d'en déduire une approximation de la résistance mécanique de la zone de cisaillement.

Processus thermiques (diffusion, advection, shear heating) et paramètres impliqués

L'impact des processus thermiques seuls a été examiné par voie analytique, et confirmé par le biais de modèles numériques thermo-cinématiques 2-D. Le modèle d'analyse dimensionnelle (article 2, chapitre 3, page 43) montre que :

- chacun des trois processus thermiques dominants contrôle le budget et l'évolution thermiques de différentes zones de cisaillement réalistes, en particulier en contexte intra-continental.

L'analyse statistique de sensibilité globale de Sobol (chapitre 4, page 89) a quantifié la répercussion de la variabilité des paramètres sur celle des contributions thermiques :

- **la viscosité η a un impact majeur sur la variabilité du budget thermique ;**
- les paramètres définissant la composante verticale de la vitesse relative de déplacement (*i.e.*, $V \sin(\theta) \sin(\psi)$), l'épaisseur h cisailée et la conductivité thermique k dans et autour de la zone de cisaillement sont également influents ;
- la densité, la capacité calorifique et les paramètres définissant le géotherme initial (à l'exception de k) ont un impact très négligeable.

Processus thermiques, accrétion, érosion

Par l'étude numérique paramétrique de l'évolution du **champ thermique instantané** appliquée aux chevauchements présentée dans l'article 1 (Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2, page 15), nous avons confirmé que :

- la configuration cinématique générale (vitesse de convergence, pendage de la zone de chevauchement) a un fort impact sur l'évolution thermique (*e.g.*, England et Molnar, 1993; Shi et Wang, 1987). Nos résultats sont cohérents avec les estimations analytiques décrites par England et Molnar (1993).

Nous avons également montré que :

- la vitesse d'érosion contrôle la localisation de l'inversion thermique le long de la zone de chevauchement sans en affecter l'intensité ;
- la conductivité thermique contrôle l'intensité et l'étendue spatiale de la perturbation thermique ;
- jamais le contexte cinématique, seul, ne permet de maintenir une inversion thermique au cours du temps ;
- **le shear heating constitue la contribution majeure au budget thermique des zones de cisaillement, permettant d'y atteindre des températures élevées comparables aux cas naturels (*i.e.*, $T > 600^\circ\text{C}$ avec P entre 8 et 11 kbar ; *e.g.*, chaîne Himalayenne (*cf.*, Guillot, 1999), chaîne Varisque (Pitra *et al.*, 2010)) et constituant l'unique moyen d'obtenir une inversion thermique pérenne et également comparable aux cas naturels d'inversion métamorphique ;**

- l'accrétion et l'érosion n'ont qu'un rôle mineur, voire négligeable à l'égard du shear heating, dans la configuration de notre modèle.

Par l'étude numérique paramétrique de l'évolution du **champ thermique métamorphique** appliquée aux chevauchements intra-continentaux (chapitre 6, page 147), nous avons montré que :

- **la résistance mécanique de la zone de cisaillement, soit la viscosité η , a un rôle crucial à la fois (i) sur l'intensité des pics de température atteints favorisant la reproductibilité des données de terrain et (ii) sur l'intensité de la perturbation thermique associée tendant très facilement à exagérer l'inversion métamorphique. La résistance mécanique des zones de cisaillement constitue donc un paramètre dont la répercussion sur le signal métamorphique est extrêmement sensible.**
- l'accrétion a un rôle non-négligeable sur le profil de la perturbation thermique métamorphique (*i.e.*, le gradient structural des pics thermiques). Dans la configuration choisie, l'accrétion annihile la reproductibilité de l'inversion métamorphique intra-continentale.
- l'état thermique initial avant la déformation est important dans le sens où il contribue de manière assez évidente à l'intensité du champs thermique métamorphique final. Pour deux géothermes initiaux différents, les perturbations thermiques métamorphiques finales seront identiques mais les pics thermiques atteints seront simplement translatés d'un cas à un autre avec le même écart thermique des stades initiaux.
- l'érosion a un rôle insignifiant, dans la configuration du modèle.

Chacune de ces études révèle l'impact majeur de la variabilité de la résistance mécanique des roches impliquées dans la zone de cisaillement, et par conséquent du shear heating, sur la signature et la perturbation thermiques. Dans une bien moindre mesure, les autres processus (diffusion, advection, érosion, accrétion) contrôlent également la manière dont s'élève et se distribue dans l'espace cette perturbation. Aucun processus ne peut véritablement être négligé, mais une attention toute particulière doit absolument être portée sur la rhéologie de la zone de cisaillement.

9.1.1.3 Confrontation aux données de terrain : la zonation métamorphique inverse associée au MCT (Himalaya)

Tout au long de ce travail, le cas de l'inversion thermique métamorphique pluri-kilométrique associée au MCT (Himalaya) a servi à illustrer l'application des différentes approches méthodologiques (Fig. 9.3a,d). L'histoire tectono-métamorphique de ce système chevauchant est complexe (*e.g.*, Webb *et al.*, 2011; Yin, 2006) intégrant des trajets P-T-t différents dans la LHS (*Lower Himalayan Sequence*) au mur et dans la GHS (*Greater Himalayan Sequence*) au toit (*e.g.*, Catlos *et al.*, 2001; Copeland *et al.*, 1991; DeCelles *et al.*, 2001; Goscombe et Hand, 2000; Harrison *et al.*,

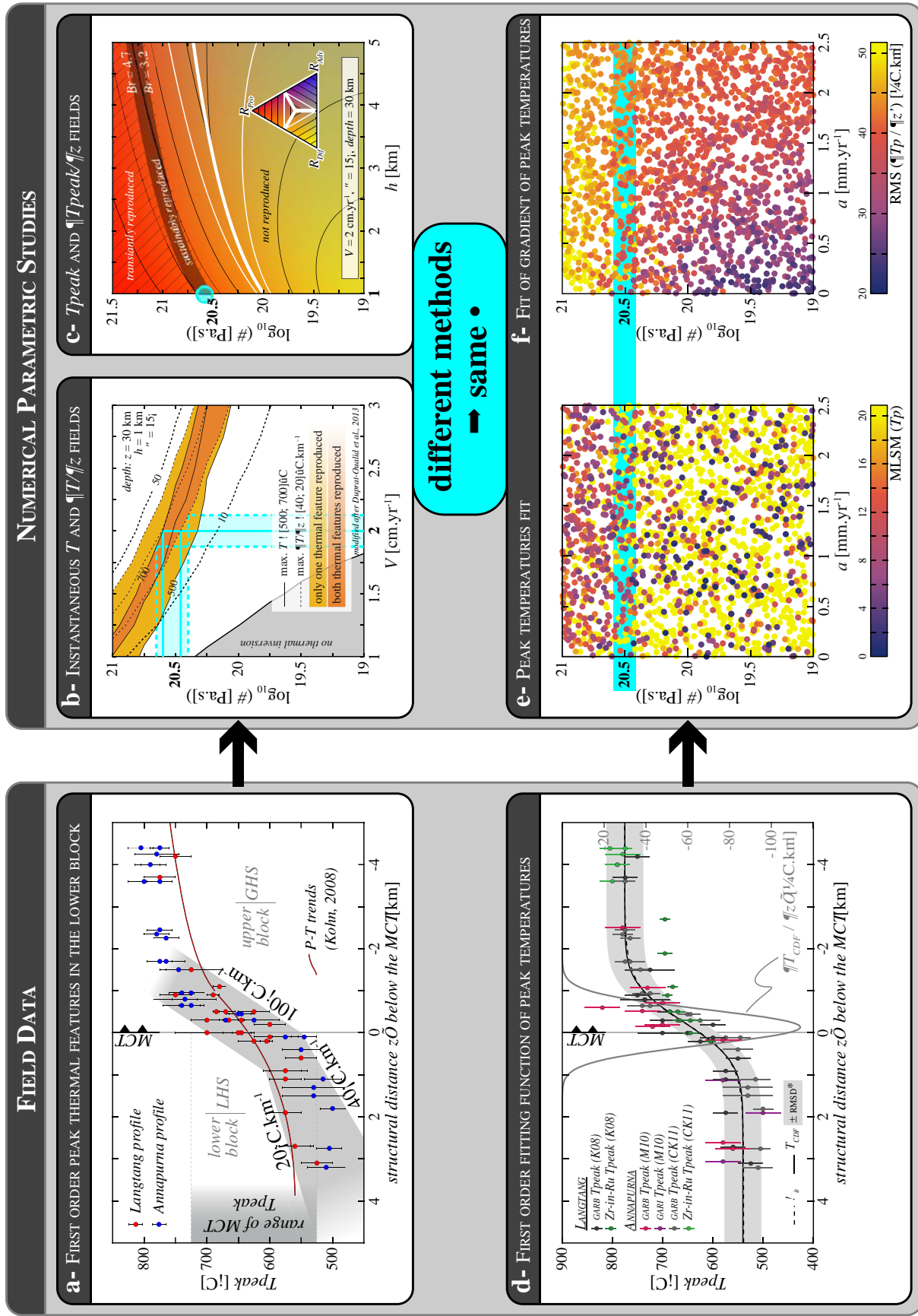
1997; Hubbard et Harrison, 1989; Kohn *et al.*, 2001; Mohan *et al.*, 1989; Mottram *et al.*, 2014; Patel *et al.*, 2011). Néanmoins, l'évolution des pics de température de la LHS à la GHS trace un profil continu (Fig. 9.3a,d ; voir aussi la synthèse plus complète illustrée par la figure 6.1, page 152), alors que les données géochronologiques attestent d'un diachronisme du métamorphisme évoluant sur une étroite bande au niveau du MCT (*e.g.*, âges Th-Pb sur monazite : ~ 8 Myrs dans la LHS, puis 10 à 15 Myrs au sommet de la LHS avoisinant avec des âges > 21 Myrs au contact avec la GHS ; Kohn *et al.*, 2001). Le métamorphisme de la GHS intègre une histoire polyphasée depuis le Paléocène (*e.g.*, DeCelles *et al.*, 2001; Hodges *et al.*, 1988; Hodges et Silverberg, 1988; Pecher, 1989). En revanche, la LHS arbore une histoire métamorphique plus récente et plus simple, résultant d'un unique événement prograde Miocène à Pliocène duquel résulterait l'inversion métamorphique observée (*e.g.*, Catlos *et al.*, 1999; Copeland *et al.*, 1991; Harrison *et al.*, 1997; Pecher, 1989).

Métamorphisme inverse développé dans la LHS et pics de température atteints au cœur du MCT (Fig. 9.3a-c)

Nos modèles numériques et analytiques, simplifiés, ne peuvent intégrer toute la complexité du bloc supérieur (GHS). Parce que son histoire relève d'un unique événement métamorphique et que l'analyse de la signature thermique peut être effectuée sur un seul des deux blocs mis en contact, nos méthodes peuvent en revanche être appliquées au métamorphisme inverse de la LHS (Fig. 9.3a-c).

De la première étude paramétrique numérique (article 1, Duprat-Oualid *et al.*, 2013, chapitre 2, page 15), nous avons montré que les caractéristiques de premier ordre du métamorphisme

FIGURE 9.3 (following page) – Inversion des données thermiques du métamorphisme inverse associé au MCT (Himalaya) par différentes études numériques paramétriques. a) Données des températures métamorphiques au travers du système du MCT dans le centre du Népal (extraites de Kohn (2008) et Corrie et Kohn (2011)). Les caractéristiques de premier ordre des températures atteintes au cœur du MCT et de la perturbation associée (gradient structural) dans la LHS sont indiquées par les bandes grisées. b) Températures instantanées ; influence de la viscosité η et la vitesse de convergence V . Combinaison de l'inversion thermique maximale atteinte sous le chevauchement et des températures maximales atteintes au niveau du chevauchement à 30 km de profondeur. Les domaines de reproductibilité des caractéristiques thermiques montrées en a) sont représentées par les plages de couleurs (voir légende associée ; modifié d'après Duprat-Oualid et al. (2013)). c) Pics de température : influence de la viscosité η et de l'épaisseur cisailée h . Les domaines de reproductibilité des modèles numérique sont marqués par les zones hachurées et noircie. En fond, la carte des contributions thermiques associées montrant le combat essentiellement dominé par la diffusion (jaune) et le shear heating (rouge). Compilation de la figure 3.9, page 76. d) Fonction d'approximation T_{CDF} des pics de température en fonction de la distance structurale z' et dérivée associée d'après les données thermométriques de Kohn (2008) (K08), Martin et al. (2010) (M10) et Corrie et Kohn (2011) (CK11). cf. chapitre 6, page 147 pour plus de détails. e) et f) : Meilleures approximations totales des pics thermiques et du gradient associé, respectivement, pour une série de simulations numériques en fonction de la viscosité η et de la vitesse d'accrétion a . Six autres paramètres sont également considérés aléatoirement variables (cf. chapitre 6, page 147). Dans b), c), e) et f) : les domaines de reproductibilité pour $\eta = 10^{20.5}$ Pa.s sont représentés en bleu cyan.



inverse sous le MCT peuvent être reproduites sur la base de l'évolution du champ thermique instantané (Fig. 9.3b). La deuxième étude paramétrique a associé des simulations numériques interprétées en terme de pics de températures atteintes et les prédictions de contributions thermiques issues du modèle d'analyse dimensionnelle (chapitre 3, page 43). L'ensemble atteste également de la reproductibilité des caractéristiques du métamorphisme inverse sous le MCT (Fig. 9.3c). Pour une vitesse de convergence $V = 2 \text{ cm.yr}^{-1}$ (e.g., Bilham *et al.*, 1997; Guillot *et al.*, 2003; Lave et Avouac, 2000; Yeats et Thakur, 1998), nous obtenons des domaines de reproductibilité cohérents pour une épaisseur cisailée $h = 1 \text{ km}$ et une viscosité effective η moyenne de la zone de cisaillement de l'ordre de $10^{20.5} \text{ Pa.s}$ (Fig. 9.3b,c).

Zonation métamorphique inverse totale (Fig. 9.3d-f)

Dans un second temps, l'ensemble de la séquence métamorphique inverse de la LHS à la GHS a été considéré. Une compilation de pics de température estimés sur plusieurs coupes étalées au travers du système du MCT sur une distance structurale de 10 km le long de la chaîne Himalayenne a été réalisée (cf., Fig. 6.1, page 152). Ces données thermiques du métamorphisme suivent une tendance commune qui a été transcrite sous la forme d'une fonction d'approximation non-linéaire T_{CDF} (Fig. 9.3d) suivant une loi de distribution gaussienne (section 6.2, page 150). L'erreur associée à ce signal thermique continu, de $\sim 35^\circ\text{C}$, est similaire aux gammes d'incertitudes des données considérées validant ainsi la pertinence de l'approximation. De cette fonction T_{CDF} , le gradient le long de l'axe z' traduit la perturbation thermique métamorphique associée. Il s'agit là, pour le métamorphisme inverse intra-continental, du premier signal thermique synthétique **continu** reproduisant un vaste jeu de données de terrain **ponctuelles**. Une telle approximation constitue ainsi un intermédiaire pertinent et pratique entre les données de terrain et les modèles numériques qui visent à donner une explication générale au métamorphisme inverse intra-continental.

Une série de simulations numériques a été réalisée, considérant la variabilité de huit paramètres d'entrée dont la viscosité η et la vitesse d'accrétion a . Le degré de reproductibilité des simulations au regard de la signature thermique métamorphique T_{CDF} d'une part, et de la perturbation associée $\partial T_{CDF}/\partial z'$ d'autre part révèle des degrés d'influence de la variabilité de chaque paramètre différents pour les deux grandeurs thermiques. Les conclusions principales de ces analyses sont répertoriées dans la section précédente à la page 150. Afin de se positionner au cœur du débat "shear heating *vs.* accrétion", les diagrammes de reproductibilité correspondant aux gammes de viscosité η et de vitesse d'accrétion a sont reproduits dans la figure 9.3e,f. Dans la configuration de notre modèle, l'accrétion ne joue qu'un rôle secondaire sur la perturbation thermique métamorphique, et une vitesse élevée de l'accrétion tend à amoindrir la reproductibilité (Fig. 9.3f). Au contraire, la variabilité de la viscosité se répercute intensément sur les deux grandeurs thermiques analysées (Fig. 9.3e,f). Le degré de reproductibilité des pics de température augmente avec la viscosité à l'opposé de celui de la perturbation métamorphique associée. Les simulations qui permettent néanmoins d'allier le minimum d'écart avec les deux grandeurs thermiques réunies impliquent, là encore, une viscosité de l'ordre de $10^{20.5} \text{ Pa.s}$ (Fig. 9.3e,f).

Trois études paramétriques ont été menées, analysant (i) l'évolution sous le MCT du champ thermique instantané (Fig. 9.3b) (ii) puis du champ thermique métamorphique (Fig. 9.3c), et enfin (iii) l'évolution dans l'ensemble du système du MCT des pics de température et leur gradient associé (Fig. 9.3e,f). Les simulations qui reproduisent le mieux à la fois la signature thermique métamorphique $T_{peak}(z')$ et son gradient structural s'accordent dans les trois études sur le fait qu'elles requièrent toutes une viscosité effective moyenne de la zone de cisaillement de $\sim 10^{20.5}$ Pa.s. Il s'agit là d'une valeur de premier ordre, mais qui constitue à ce jour la première estimation quantifiée de la résistance mécanique moyenne du MCT à partir de la confrontation de modèles aux données métamorphiques de terrain.

À partir des confrontations aux données thermiques métamorphiques de la LHS et du MCT, la reproductibilité impose alors une vitesse de convergence de ~ 2 cm.yr⁻¹ accommodée sur une épaisseur h de ~ 1 km, rendant ainsi compte de vitesses de déformation d'environ $10^{-12.2}$ s⁻¹. La quantité de chaleur produite par shear heating correspondante s'établit alors à $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ W.m⁻³, élevant le shear heating au statut de processus thermique dominant (Fig. 9.3c). L'intense réchauffement induit au cœur de la zone de cisaillement, diffusée simultanément, assure une température élevée au cœur de la zone déformée et un gradient métamorphique inverse étalé sur une distance pluri-kilométrique.

En outre, la cohérence des résultats à partir des températures instantanées et métamorphiques (Fig. 9.3b,c) argumente pour un métamorphisme inverse prograde dans la LHS où les pics de température n'auraient pas été surimprimés par une relaxation thermique post-cisaillement. Cela suggère donc un refroidissement rapide post-cisaillement du système du MCT, en accord avec une exhumation rapide initiée au Néogène depuis la reprise de la dynamique convergente par le chevauchement de Muniari (*Muniari Thrust*) plus en aval (e.g., Vannay *et al.*, 2004).

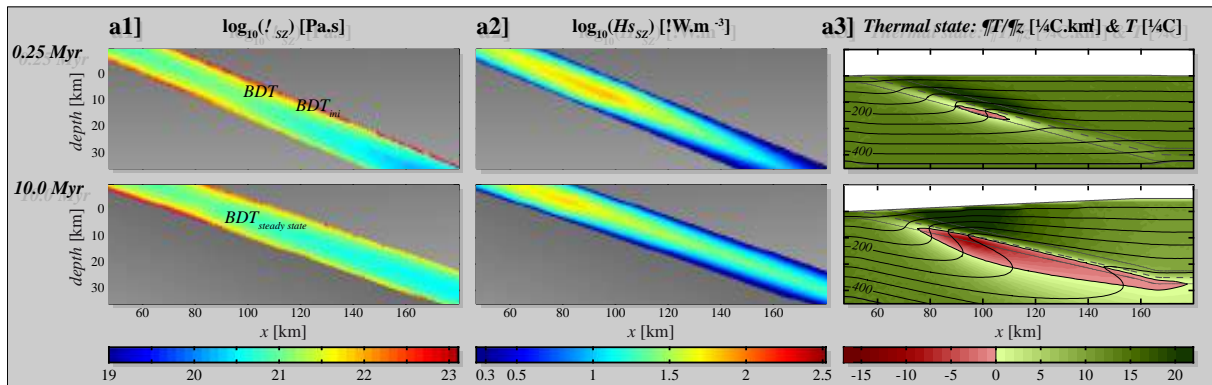
9.1.2 Sensibilité thermo-mécanique des zones de cisaillement et variabilité de la rhéologie des roches crustales

Dans les chapitres 2 à 6, l'évolution thermique aux abords des zones de cisaillement lithosphériques a été abordée sur la base de modèles simplifiés numériques (thermo-cinématiques 2-D) et analytiques dans lesquels la résistance mécanique des roches était réduite à une valeur homogène et constante. Ces études de premier ordre, ayant mis en lumière le rôle crucial de premier ordre de la variabilité de la résistance mécanique de la zone de cisaillement, appellent alors à analyser des configurations rhéologiques plus réalistes, *i.e.* qui intègrent les lois de comportement mécanique des roches. Pour cela, la viscosité non-linéaire a été intégrée au modèle numérique thermo-cinématique 2-D afin d'évaluer si des perturbations thermiques comparables, en termes d'intensité et d'étendue spatiale atteintes, pouvaient être reproduites autour des zones de chevauchement en y appliquant une résistance mécanique thermo-dépendante plutôt qu'une résistance homogène et constante (chapitre 7, page 169).

Plusieurs combinaisons de paramètres empiriques de fluage ont été sélectionnées pour représenter la rhéologie du domaine ductile de la zone de cisaillement (Fig. 9.4). Communément,

les viscosités effectives au cœur de la zone de chevauchement s'établissent aux alentours de $10^{20.5}$ Pa.s (Fig. 9.4a1) et sont par conséquent cohérentes avec la viscosité effective moyenne déterminée par la confrontation aux données thermiques métamorphiques pour le cas du MCT (Fig. 9.3). Néanmoins, ces différents tests ont permis de mettre en évidence la variabilité de la production de chaleur par shear heating, et par conséquent de l'évolution de la signature thermique environnante (Fig. 9.4a3,b), en fonction des lithologies classiquement considérées (quartzite et granite, typiquement) dans les modèles numériques s'appliquant à la compréhension de la dynamique de la lithosphère.

a) WET QUARTZITE (Ranalli and Murphy, 1987)



b) Thermal state: $\nabla T/\nabla z$ [$^{\circ}\text{C.km}^{-1}$] & T [$^{\circ}\text{C}$]: DIFFERENT CREEP PARAMETERS

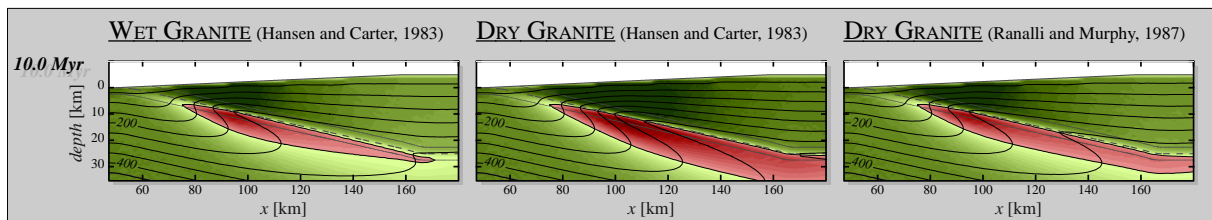


FIGURE 9.4 – Influence des paramètres de fluage sélectionnés sur l'évolution de la température instantanée aux abords d'une zone de chevauchement crustale (modélisation numérique thermo-cinématique 2-D). a) Simulations utilisant les paramètres empiriques de la quartzite "wet" (Ranalli et Murphy, 1987). a1) Champ de la viscosité au sein de la zone de cisaillement. a2) Champ de la production de chaleur par shear heating au sein de la zone de cisaillement. a3) État thermique, compilant les isothermes (lignes noires) et le gradient géothermique (fond coloré). Les domaines roses correspondent à l'inversion locale du champs thermique. En haut : état quasi-initial ($t = 0.25$ Myrs). En bas : état thermique stationnaire ($t = 10$ Myrs). b) États thermiques à $t = 10$ Myrs pour trois autres combinaisons de paramètres de fluages : granite "wet", granite "dry" (Hansen et Carter, 1983) et un second granite "dry" (Ranalli et Murphy, 1987).

En particulier, les deux combinaisons paramétriques de fluage pour les granites "dry" engendrent des perturbations thermiques différentes (intensité de l'inversion thermique et étendue spatiale de l'inversion). Ces constatations amènent donc à s'interroger sur la rhéologie des grands domaines de la lithosphère continentale. En effet, si pour une même lithologie, les perturbations thermiques peuvent être très différentes, il apparaît crucial de savoir s'il est raisonnable de réduire ces domaines à des rhéologies uniques (e.g., quartzite, diabase, olivine)? Autrement dit :

- Quels peuvent-être les degrés de variabilité de la rhéologie des roches représentatives de

la lithosphère ?

- Ces degrés de variabilité peuvent-ils avoir un impact majeur sur le comportement mécanique de grande échelle ?

Ces questions sont à la base du dernier volet de ce travail de thèse (chapitre 8, page 191) dans lequel nous nous sommes plongés au cœur des roches quartzo-feldspathiques représentatives de la croûte continentale supérieure. L'étude qui y est présentée s'est focalisée sur l'initiation de zones de cisaillement d'épaisseur pluri-centimétrique au sein de la méta-granodiorite de la nappe du Zillertal dans la fenêtre des Tauern (Tyrol, Alpes). L'absence de précurseur fragile sur le site même de la localisation de la déformation fait donc appel à d'autres facteurs pour expliquer le contraste rhéologique local précédant la mise en place de ces zones de cisaillement. Des analyses chimiques (sur roche totale et par micro-conde) et minéralogiques (conversion d'images MEB en cartes minéralogique par le biais d'un programme d'analyse matricielle et spectrale développé pour les besoins de l'étude : code SEMI-Pro (annexe D, page 348)) au travers de la zone de cisaillement et de son voisinage non-déformé ont été réalisées. L'étude a ainsi montré que la localisation du cisaillement coïncide étroitement avec une zonation minéralogique et chimique de la roche, probablement induite par les interactions fluides-roche aux abords de fractures minéralisées (Fig. 9.5). Ces variations, peu distinguables à l'échelle macroscopique, révèlent qu'une faible variation de la nature minéralogique de la roche peut impliquer un gradient de résistance mécanique non-négligeable.

9.2 Discussions : De la rhéologie de premier ordre des zones de cisaillement lithosphériques à leur évolution mécanique dans le temps et l'espace

L'approche méthodologique développée dans ce travail de thèse a permis d'aborder **au premier ordre** le problème de la résistance mécanique des roches impliquées dans les zones de cisaillement en se basant sur les estimations de températures métamorphiques issues d'études de terrain. Plusieurs points peuvent désormais être discutés sur les données confrontées et les moyens mis en œuvre.

Les données : les pressions métamorphiques et la géochronologie ?

Les conclusions de l'étude demeurent relatives au degré de reproductibilité des données thermiques du métamorphisme. Or les pressions et les âges associés à ces pics de température n'ont pas été considérés à l'exception des pressions enregistrées au sein du MCT ($\sim 8 - 11 \text{ kbar}$; e.g., Catlos *et al.*, 2001; Corrie et Kohn, 2011; Inger et Harris, 1992; Kohn, 2008; MacFarlane, 1995; Rai *et al.*, 1998; Vannay et Hodges, 1996) qui ont contraint l'analyse des profils thermiques issus des modèles centrés sur une profondeur de 30 km (en considérant la pression lithostatique uniquement).

Les pressions du métamorphisme inverse en Himalaya, établies selon diverses méthodes, ne montrent cependant pas de tendance claire (*cf.*, Fig. 6.1, page 152). Qui plus est, de la base au sommet de la séquence métamorphique inverse, les données attestent tantôt d'une augmentation (e.g., Corrie et Kohn, 2011), tantôt d'une diminution des pressions (e.g., Catlos *et al.*, 2001;

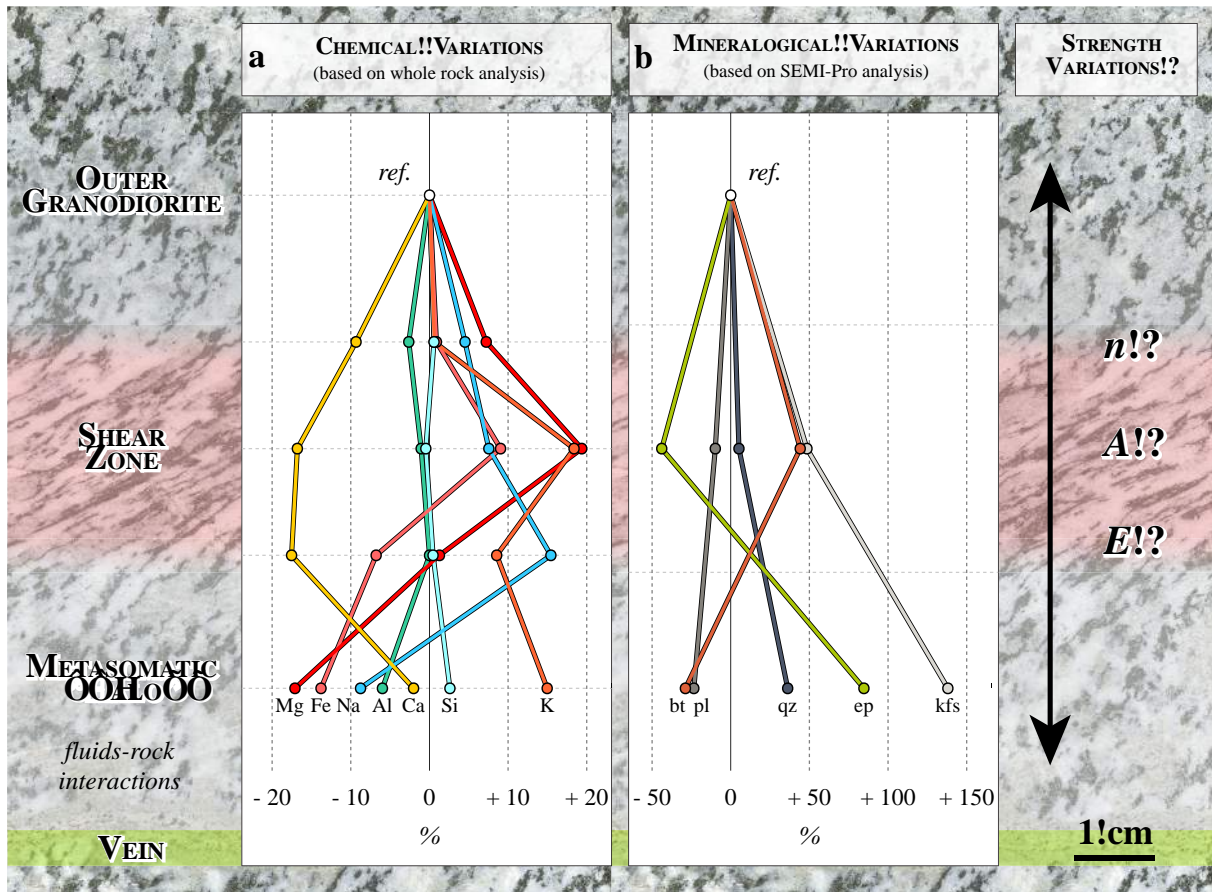


FIGURE 9.5 – Zone de cisaillement centimétrique de la granodiorite du Zillertal. Variations a) de la composition chimique en éléments majeurs et b) de la composition minéralogique, normalisées par rapport à la granodiorite externe (domaine non-déformé au-delà du "halo" métasomatique et de la zone de cisaillement). Ces variations incitent à déterminer les variations de résistance mécanique de la roche précédant l'initiation de la déformation localisée.

Vannay et Hodges, 1996). Des données de pressions plus homogènes, établies selon des méthodes similaires, permettraient de prendre également en compte cette signature complémentaire du métamorphisme inverse Himalayen. Or, en l'état actuel des connaissances, réduire les données de pression à une simple profondeur d'analyse des résultats numériques ne paraît donc pas abusif.

La littérature sur l'Himalaya est riche de données géochronologiques contraignant ainsi le diachronisme du métamorphisme dans la LHS et la GHS (Catlos *et al.*, 2001; Copeland *et al.*, 1991; Vannay et Hodges, 1996). Établies selon différentes méthodes, elles tracent par conséquent différentes étapes thermiques de l'histoire de roches. Néanmoins, la géochronologie n'a pas du tout été prise en compte dans le cadre de la confrontation des résultats des modèles aux données de terrain. En effet, il s'agissait avant tout d'établir une connection entre signature thermique et état rhéologique des zones de cisaillement. Le cas du métamorphisme inverse a été utilisé comme illustration de premier ordre d'une signature thermique métamorphique franche mais ne constitue pas l'objet même de ce travail. D'autres inversions métamorphiques comparables sont observables dans d'autres orogènes, comme par exemple le paléo-orogène Varisque (*e.g.*, Arenas *et al.*, 1995; Ballèvre *et al.*, 2009; Burg *et al.*, 1984; Pitra *et al.*, 2010; Stipská

et Schulmann, 1995), et pour lesquelles les données géochronologiques ne sont pas véritablement comparables.

Nous savons qu'au premier ordre les inversions thermiques métamorphiques peuvent être reproduites dans les grandes lignes par les modèles numériques, et qu'elles offrent la possibilité d'évaluer l'état rhéologique des zones de chevauchement auxquelles elles sont associées. Nous connaissons désormais les paramètres les plus influents à la fois sur les pics de température atteints, mais également sur l'intensité et l'étendue de la perturbation thermique. Il devient alors possible d'aborder chaque cas particulier de terrain en se focalisant sur une sélection judicieuse de paramètres variables tout en augmentant le nombre de données à reproduire (pressions, température, âges, chemins P-T) dès lors qu'elles marquent des tendances nettes.

Accrétion : des schémas cinématiques très variables

Le shear heating offre une explication unique aux pics de température élevés au sein de la zone de cisaillement et à la décroissance des températures métamorphiques dans le bloc inférieur. Par contre, l'augmentation des pics de température du chevauchement au bloc supérieur doit nécessairement invoquer un autre processus. L'accrétion, impliquant le transfert du matériel de la base au sommet de la zone de cisaillement active, et par conséquent l'advection du champ thermique métamorphique vers les domaines structuraux plus élevés, constitue un bon candidat pour expliquer l'étalement de l'inversion métamorphique au-dessus de la dernière zone de chevauchement active (e.g., Huerta *et al.*, 1996, 1998). Le diachronisme du métamorphisme de la LHS et la GHS, associé à des pressions généralement plus élevées dans la GHS (Fig. 6.1, page 152) sont en faveur d'un processus d'exhumation de la GHS synchrone du chevauchement (e.g., Jamieson *et al.*, 1996).

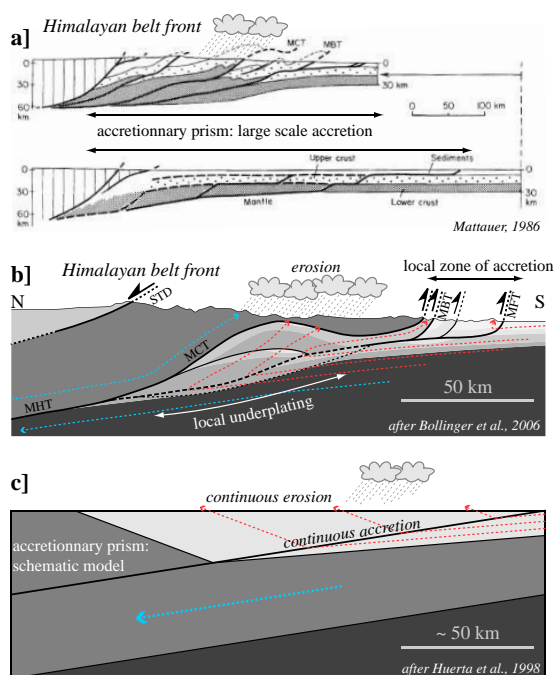


FIGURE 9.6 – Différents modèles de prismes d'accrétion orogéniques. Tous les modèles impliquent l'association de l'érosion en surface pour exhumer le matériel accrété.

a) Accrétion frontale à l'échelle crustale (Mattauer, 1986).

b) Accrétion frontale à plus petite échelle, réduite à la partie supérieure de la croûte, et sous-plaquage du bloc inférieur en profondeur se traduisant par le morcellage de la croûte plongeante en écailles de grande échelle (d'après Bollinger et al., 2006).

c) Modèle d'accrétion simplifié, transfert de matière continue (d'après Huerta et al., 1998) : configuration similaire à celle utilisée dans ce travail.

Dans b) et c), les flèches en tiretées montrent les trajectoires des roches, en particulier les rouges désignent les domaines ayant été accrétés.

L'accrétion et l'érosion sont donc deux processus qui peuvent nettement contribuer à reproduire en théorie l'étalement des températures métamorphiques aux abords de la zone de chevauchement (Royden, 1993). Or les schémas d'accrétion et la distribution des vitesses de dénudation en surface constituent autant de configurations diverses que de modèles interprétatifs (Fig. 9.6) et de possibles implications sur la signature thermique métamorphique. Dans ce travail, l'accrétion et l'érosion ont été considérées dans les modèles numériques selon le schéma le plus simple possible, *i.e.* selon une vitesse d'accrétion sur l'ensemble du système chevauchant et une vitesse d'érosion du bloc supérieur toutes deux homogènes et constantes (Fig. 9.6c). De plus, les profils considérés pour la confrontation aux données de terrain se situent à la base du prisme d'accrétion, et ne permettent donc pas de représenter l'exhumation de matériel accrété plus en profondeur. Notre configuration ne permet donc pas véritablement de prendre position sur l'influence de ces deux processus sur l'évolution du champ thermique métamorphique.

Enfin, le principe même d'une accrétion continue, *i.e.* le transfert constant de matériel du bloc inférieur au bloc supérieur, qui constitue le schéma classiquement utilisé (*e.g.*, Bollinger *et al.*, 2006; Huerta *et al.*, 1996, 1998, 1999; Kidder *et al.*, 2013) paraît en définitive inapproprié si on le compare à la réalité où le processus implique plutôt un écaillage du domaine crustal (Fig. 9.6b). La segmentation du processus d'accrétion dans le temps et l'espace réduisant le caractère continu de la signature thermique métamorphique au-dessus de la dernière zone de chevauchement active, la reproductibilité des données de terrain de type Himalayen devient théoriquement plus difficile à atteindre.

Les modèles numériques thermo-cinématiques : vraiment idéaux ?

L'avantage majeur des modèles numériques thermo-cinématiques réside dans le principe que tout y est contrôlable, si bien que l'influence de la variabilité de chaque paramètre, et par conséquent de chaque processus, sur l'évolution du champ thermique peut être aisément établi à partir de gammes de valeurs constantes imposées. Leur simplicité leur permet ainsi d'être directement corrélables aux modèles analytiques (chapitre 3, page 43 et chapitre 5, page 109). Les paramètres ont ainsi pu être hiérarchisés quantitativement pour leur influence sur le budget thermique (*cf.*, chapitre 4, page 89).

Dans l'objectif d'analyser concrètement les évolutions thermique et mécanique des zones de cisaillement, la seule étude thermo-cinématique ne suffit plus. Bien que nous puissions aborder le rôle de la viscosité non-linéaire (chapitre 7, page 169), les simulations demeurent limitées par une condition de vitesses de déformation constantes. Il est désormais nécessaire de travailler sur la base de modèles numériques thermo-mécaniques dans lesquels les paramètres d'importance primordiale peuvent varier dans le temps et l'espace au cours de l'évolution des zones de cisaillement lithosphériques, impliquant des variations interreliées des états thermique et mécanique.

Sur la base des conclusions relatives aux analyses, l'attention doit alors être spécialement portée sur les paramètres dont nous connaissons le fort potentiel d'impact sur le budget thermique et par conséquent sur la rhéologie. Parmi eux, la résistance mécanique des roches s'est avérée la plus influente. La forte dépendance de la viscosité η à la température en fait vérita-

blement un paramètre critique de la connaissance de l'état thermique et mécanique des zones de cisaillement. Mais la viscosité n'est pas uniquement sensible à la température, et la nature même de la roche, montrant quelques faibles variations, peut engendrer des changements de résistance mécanique majeurs (chapitre 8, page 191) pourtant peu considérés dans les modèles à grande échelle.

9.3 Perspectives : Vers la modélisation numérique thermo-mécanique des zones de cisaillement lithosphériques

De nombreuses interactions paramétriques contrôlent les processus impliqués dans l'évolution thermo-mécanique des zones de cisaillement, et plus particulièrement des zones de cisaillement lithosphériques où les perturbations thermiques peuvent rapidement se révéler intenses (Fig. 9.7). Intégrer dans les modèles analytiques la variabilité des paramètres mécaniques, en plus des paramètres régissant le budget thermique, s'avère dès lors compliqué. De plus, les simplifications de premier ordre exigées par les développements analytiques ne sont plus pertinentes au regard de la variabilité de l'évolution thermique et mécanique dans le temps et l'espace. Seule la modélisation numérique offre la possibilité de prendre en considération l'intégralité de l'ensemble des interactions schématisées dans la figure 9.7.

Dans la continuité du travail réalisé et présenté dans ce mémoire, il serait désormais congru d'orienter la suite des investigations vers des modèles numériques qui résolvent à la fois l'équation de la chaleur et les équations de la mécanique.

La forte variabilité de la résistance mécanique des roches, en fonction des conditions initiales et des interactions syn-cinématiques, doit être au cœur des attentions portées. Son rôle primordial sur l'évolution thermique, par le biais du shear heating, aux abords et au sein des zones de cisaillement lithosphériques a clairement été mis en avant, de manière quantitative, dans ce travail de thèse. D'un point de vue mécanique, l'importance du réchauffement induit par shear heating sur l'intensité de l'adoucissement rhéologique de la zone déformée n'est plus à prouver (*e.g.*, Brun et Cobbold, 1980; Burg et Schmalholz, 2008; Fleitout et Froidevaux, 1980; Poirier, 1980; Scholz, 1980). Cependant, le degré de variabilité de la résistance mécanique en fonction des matériaux considérés, du contexte thermique initial et des conditions limites du système modélisé appelle à la vigilance.

Dans ce travail de thèse, la stratégie adoptée a été (i) d'établir la liste des paramètres et processus les plus influents sur le budget thermique de la zone de cisaillement et la signature thermique associée à son voisinage et (ii) d'établir les combinaisons de ces paramètres qui permettent la meilleure reproductibilité des modèles numériques. Malgré une avancée sur le comportement du budget thermique des zones de cisaillement, ce travail montre qu'il n'est désormais possible d'aller plus loin qu'en s'intéressant à l'aspect mécanique.

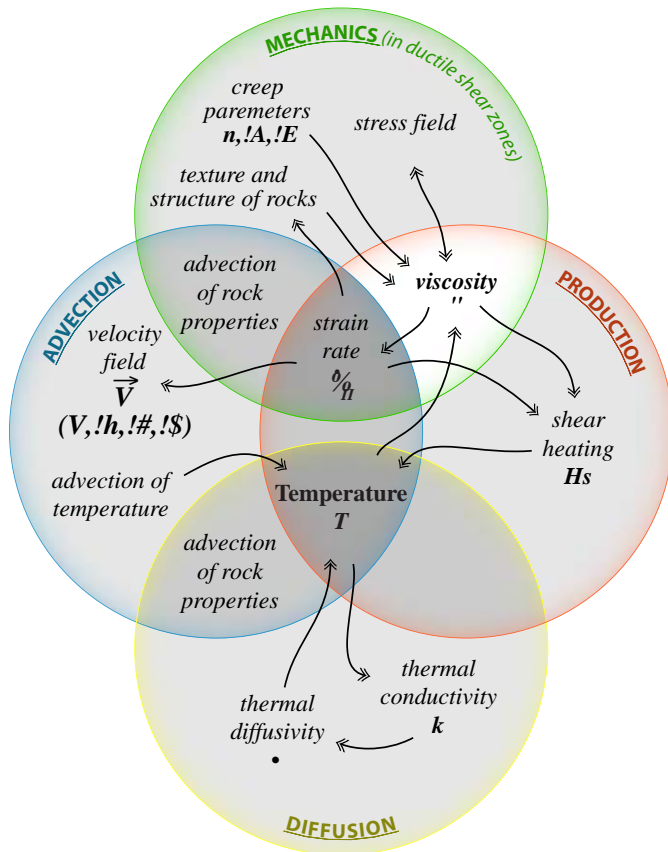


FIGURE 9.7 – Représentation schématique des interactions agissant sur l'évolution thermique et mécanique d'une zone de cisaillement (en régime ductile). Seuls sont indiqués les paramètres majeurs à considérer. Les flèches indiquent les directions de dépendance entre paramètres. La variabilité de la viscosité est au cœur des interactions thermo-mécaniques.

Les objectifs principaux d'études numériques en perspective sur la base de modèles thermo-mécaniques doivent suivre la logique appliquée au cours de ce travail de thèse :

1. La réalisation d'études paramétriques directes pour **hiérarchiser les paramètres en fonction du degré de répercussion de leur variabilité** sur l'évolution d'un ou plusieurs champs calculés de référence (*e.g.*, températures instantanée et métamorphique, viscosité, conductivité thermique, vitesse de déformation, contraintes, vecteurs vitesse). En priorité, j'opterais assurément pour l'examen détaillé des champs thermiques dans le temps et en fonction de la distance à la zone de cisaillement développée, mais également du champs cinématique qui implique la distribution de la vitesse au sein d'une zone de cisaillement d'épaisseur et de pendage à analyser. Les variables initiales doivent être considérées unes à unes avant d'être intégrées selon des combinaisons paramétriques aléatoires. Deux ensembles de paramètres doivent prioritairement être évalués d'après les conclusions de ce travail de thèse :
 - **Les paramètres de fluage n , A et E** , à partir (i) de combinaisons empiriques disponibles dans la littérature selon un modèle de croûte à une ou deux couches (*e.g.*, granite pour la croûte supérieure et diabase pour la croûte inférieure), puis (ii) de combinaisons aléatoires de ces trois paramètres de fluage selon leurs "très" larges gammes de valeurs possibles. Cette deuxième étape doit notamment permettre de quantifier l'impact de chacun d'entre eux dont finalement nous ne connaissons pas

véritablement les implications. Dans un dernier temps, il serait également pertinent d'intégrer les variations théoriques des paramètres n , A et E définissant la viscosité effective d'une roche de composition chimique donnée à différentes conditions de pression et température (selon les modèles de mélanges de phase ; *e.g.*, Huet *et al.*, 2014 : Fig. 9.8).

- **La thermo-dépendance de la conductivité thermique k ou de la diffusivité thermique κ** (*e.g.*, Abdulagatov *et al.*, 2006; Birch et Clark, 1940; Clauser et Huenges, 1995; Horai et Susaki, 1989; Seipold, 1998; Vosteen et Schellschmidt, 2003; Zoth et Haenel, 1988) qui engendre une réduction de la diffusion de la chaleur dans les domaines plus chauds. La fonction de dépendance de k intègre des coefficients propres à chaque lithologie qui peuvent être réduits au nombre de 1 (Seipold, 1998) ou 2 (Clauser et Huenges, 1995). De la même manière que pour la viscosité, ces coefficients peuvent être testés à partir de valeurs empiriques pré-établies ou à partir de gammes de variabilité.

La combinaison des thermo-dépendances de la viscosité η et de la conductivité thermique k peut donc avoir un impact décisif sur les signatures thermiques puisque l'augmentation de la température par shear heating en profondeur sera par conséquent moins diffusée et contribuera ainsi à un affaiblissement plus efficace et local des roches déformées, réduisant alors le potentiel de production interne par shear heating. Ce travail s'inscrirait alors dans la continuité de travaux récents tels que ceux de Nabelek *et al.* (2010) et Maierová *et al.* (2012). **Les contraintes imposées** au modèle, ainsi que **le géotherme initial** doivent également être appliqués avec considération. Les **processus de dénudation en surface** doivent également être intégrés scrupuleusement en raison de leur rôle catalyseur sur le cisaillement localisé dans la croûte et sur l'orientation et l'intensité de la déformation de la zone de cisaillement lithosphérique (*e.g.*, Beaumont *et al.*, 1992, 2001; Jamieson *et al.*, 2002; Willett *et al.*, 1993; Wobus *et al.*, 2003).

METAGRANITIC ROCK: BULK CREEP PARAMETERS ESTIMATIONS FROM MPG MODEL (Huet *et al.*, 2012, 2014)

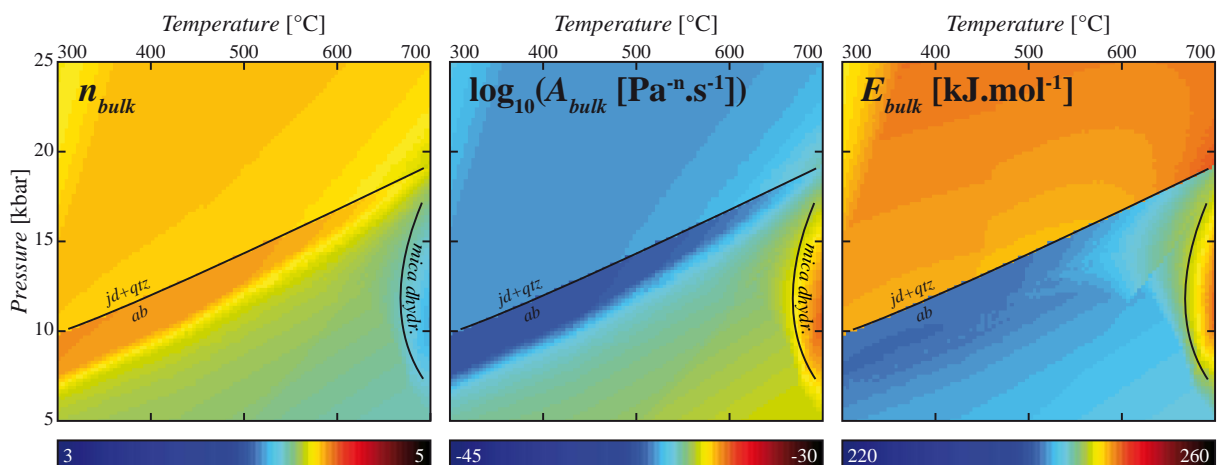


FIGURE 9.8 – Paramètres de fluage n , A et E calculés sur la base d'un diagramme P - T de phases d'une roche granitique à partir du modèle de mélange de phases MPG ("Minimized Power Geometry" model, Huet *et al.*, 2014). D'après Huet *et al.* (2012).

2. Études paramétriques ciblées sur les paramètres (et les coefficients de lois de dépendance)

cruciaux dans le but de **confronter les résultats des simulations numériques aux tendances dictées par les occurrences naturelles**, en se basant en premier lieu sur les zonation métamorphiques inverses au centre de l'attention de ce travail. Typiquement, la fonction d'approximation des profils de pics de température associés au chevauchement du Main Central Thrust (MCT, Himalaya) développée dans la section 6.2 (page 150), définissant un signal continu, permettrait une telle confrontation. À terme, cela permettrait donc de remonter plus précisément à l'évolution de la rhéologie de la zone de chevauchement considérée. D'autres applications pourraient également voir le jour : pour d'autres systèmes chevauchants marqués d'un métamorphisme inverse remarquable (*e.g.*, le cas du complexe de Champtoceaux dans la chaîne Varisque (Pitra *et al.*, 2010)), pour des décrochements majeurs (*e.g.*, la faille de San Andreas dont l'absence d'anomalie localisée du flux thermique en surface semble indiquer une faible rhéologie du domaine cisailé (*e.g.*, Lachenbruch et Sass, 1980)) ou encore pour certains détachements majeurs (*e.g.*, la zone de détachement de Nordfjord-Sogn dans les Calédonides norvégiennes (*e.g.*, Souche *et al.*, 2013)).

Enfin, il reste quelques pistes de réflexion qui ne doivent probablement pas être négligées dans le futur. Parmi elles :

- les variations des paramètres de fluage n , A et E en fonction des changements de la nature des roches impliquées dans la zone de cisaillement : rôle des réactions métamorphiques, mais également des changements de texture (*e.g.*, diminution de la taille de grain) et de la structure interne (gradients lithologiques et texturaux locaux) ;
- les processus d'accrétion ou de sous-plaquage (continu *vs.* discontinu) et la manière de les modéliser : Quels facteurs mécaniques permettent l'accrétion sous forme d'écaille ? Est-il possible d'intégrer cela dans des modèles thermo-mécaniques ? ;
- le rôle des fluides à grande échelle comme vecteurs de transport de la chaleur canalisés le long de la zone de cisaillement.

Bibliographie

- ABD EL-NABY, H., FRISCH, W. et HEGNER, E. (2000). Evolution of the Pan-African Wadi Haimur metamorphic sole, Eastern Desert, Egypt. *Journal of Metamorphic Geology*, 18(6):639–651.
- ABDULAGATOV, I., EMIROV, S., ABDULAGATOVA, Z. et ASKEROV, S. (2006). Effect of Pressure and Temperature on the Thermal Conductivity of Rocks. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 51(1):22–33.
- AFONSO, J. et RANALLI, G. (2004). Crustal and mantle strengths in continental lithosphere : is the jelly sandwich model obsolete? *Tectonophysics*, 394(3–4):221–232.
- AGARWAL, K. et AGRAWAL, G. (2002). Analogue sandbox models of thrust wedges with variable basal frictions. *Gondwana Research*, 5(3):641–647.
- ANDREASSON, P. et LAGERBLAD, B. (1980). Occurrence and significance of inverted metamorphic gradients in the western Scandinavian Caledonides. *Journal of the Geological Society*, 137(3):219–230.
- ANDREWS, D. et SLEEP, N. (1974). Numerical modelling of tectonic flow behind island arcs. *Geophysical Journal International*, 38(2):237–251.
- ANGIBOUST, S. et AGARD, P. (2010). Initial water budget : The key to detaching large volumes of eclogitized oceanic crust along the subduction channel? *Lithos*, 120(3):453–474.
- ARBARET, L. et BURG, J.-P. (2003). Complex flow in lowest crustal, anastomosing mylonites : Strain gradients in a Kohistan gabbro, northern Pakistan. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B10):2467.
- ARENAS, R., PASCUAL, F., GARCIA, F. et CATALAN, J. (1995). High-pressure micro-inclusions and development of an inverted metamorphic gradient in the Santiago Schists (Ordenes Complex, NW Iberian Massif, Spain) : evidence of subduction and syncollisional decompression. *Journal of Metamorphic Geology*, 13(2):141–164.
- ARITA, K. (1983). Origin of the inverted metamorphism of the lower Himalayas, Central Nepal. *Tectonophysics*, 95(1–2):43–60.
- ARTEMIEVA, I. M. et MOONEY, W. D. (2001). Thermal thickness and evolution of Precambrian lithosphere : A global study. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B8):16387–16414.
- AVOUAC, J. (2003). Mountain building, erosion, and the seismic cycle in the Nepal Himalaya. *Advances in Geophysics*, 46:1–80.
- AVOUAC, J. et TAPPONNIER, P. (1993). Kinematic model of active deformation in central Asia. *Geophysical Research Letters*, 20(10):895–898.

- BALLÈVRE, M., BOSSE, V., DUCASSOU, C. et PITRA, P. (2009). Palaeozoic history of the Armorican Massif : Models for the tectonic evolution of the suture zones. *Comptes Rendus Geosciences*, 341(2-3):174–201.
- BARR, T. et DAHLEN, F. (1989). Brittle frictional mountain building : 2. Thermal structure and heat budget. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 94(B4):3923–3947.
- BARRELL, J. (1914). The strength of the Earth's crust. *The Journal of Geology*, pages 655–683.
- BARTON, C. et ENGLAND, P. (1979). Shear heating at the Olympos (Greece) thrust and the deformation properties of carbonates at geological strain rates. *Geological Society of America Bulletin*, 90(5):483–492.
- BEACH, A. (1973). The mineralogy of high temperature shear zones at Scourie, NW Scotland. *Journal of Petrology*, 14(2):231–248.
- BEACH, A. (1976). The Interrelations of Fluid Transport, Deformation, Geochemistry and Heat Flow in Early Proterozoic Shear Zones in the Lewisian Complex. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 280(1298):569–604.
- BEACH, A. et FYFE, W. (1972). Fluid transport and shear zones at Scourie, Sutherland : Evidence of overthrusting ? *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 36(3):175–180.
- BEAUMONT, C., FULLSACK, P. et HAMILTON, J. (1992). Erosional control of active compressional orogens. In *Thrust tectonics*, pages 1–18. Springer.
- BEAUMONT, C., JAMIESON, R., NGUYEN, M. et LEE, B. (2001). Himalayan tectonics explained by extrusion of a low-viscosity crustal channel coupled to focused surface denudation. *Nature*, 414(6865):738–742.
- BEAUMONT, C., JAMIESON, R., NGUYEN, M. et MEDVEDEV, S. (2004). Crustal channel flows : 1. Numerical models with applications to the tectonics of the Himalayan-Tibetan orogen. *Journal of Geophysical Research*, 109(B6):B06406.
- BEHN, M., BOETTCHER, M. et HIRTH, G. (2007). Thermal structure of oceanic transform faults. *Geology*, 35(4):307–310.
- BEHRMANN, J. et FRISCH, W. (1990). Sinistral ductile shearing associated with metamorphic decompression in the Tauern Window, Eastern Alps. *Jahrbuch der Geologischen Bundesanstalt Wien*, 133(2):135–146.
- BEYSSAC, O., BOLLINGER, L., AVOUAC, J. et GOFFÉ, B. (2004). Thermal metamorphism in the lesser Himalaya of Nepal determined from Raman spectroscopy of carbonaceous material. *Earth and Planetary Science Letters*, 225(1-2):233–241.
- BHATTACHARYA, A. (1987). A “ductile thrust” in the Himalaya. *Tectonic and Structural Processes on a Macro-, Meso-, and Micro-scale*, 135(1–3):37–45.
- BILHAM, R., LARSON, K. et FREYMUELLER, J. (1997). GPS measurements of present-day convergence across the Nepal Himalaya. *Nature*, 386(6620):61–64.
- BIRCH, A. et CLARK, H. (1940). The thermal conductivity of rocks and its dependence upon temperature and composition. *American Journal of Science*, 238(8):529–558.

- BJØRNERUD, M. et AUSTRHEIM, H. (2002). Comment on : aEvidence for shear heating, Musgrave Block, central Australia by A. Camacho, I. McDonald, R. Armstrong, and J. Braun. *Journal of Structural Geology*, 24:1537–1538.
- BLANCKENBURG, F. et DAVIES, J. (1995). Slab breakoff : a model for syncollisional magmatism and tectonics in the Alps. *Tectonics*, 14(1):120–131.
- BLANCKENBURG, F., VILLA, I., BAUR, H., MORTEANI, G. et STEIGER, R. (1989). Time calibration of a PT-path from the Western Tauern Window, Eastern Alps : the problem of closure temperatures. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 101(1):1–11.
- BLOOMFIELD, J. et COVEY-CRUMP, S. (1993). Correlating mechanical data with microstructural observations in deformation experiments on synthetic two-phase aggregates. *Journal of structural geology*, 15(8):1007–1019.
- BOLLINGER, L., AVOUAC, J., BEYSSAC, O., CATLOS, E., HARRISON, T., GROVE, M., GOFFÉ, B. et SAPKOTA, S. (2004). Thermal structure and exhumation history of the Lesser Himalaya in central Nepal. *Tectonics*, 23(5):TC5015.
- BOLLINGER, L., HENRY, P. et AVOUAC, J. (2006). Mountain building in the Nepal Himalaya : Thermal and kinematic model. *Earth and Planetary Science Letters*, 244(1–2):58–71.
- BOUCHEZ, J. (1977). *Le quartz et la cinématique des zones ductiles*. Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- BOUCHEZ, J. et PECHER, A. (1981). The Himalayan Main Central Thrust pile and its quartz-rich tectonites in central Nepal. *Tectonophysics*, 78(1-4):23–50.
- BOUSQUET, R., GOFFÉ, B., HENRY, P., Le PICHON, X. et CHOPIN, C. (1997). Kinematic, thermal and petrological model of the Central Alps : Lepontine metamorphism in the upper crust and eclogitisation of the lower crust. *Tectonophysics*, 273(1–2):105–127.
- BOUTONNET, E. (2011). *Vitesses et localisation de la déformation dans les zones de cisaillement naturelles*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard — Lyon 1.
- BOUTONNET, E., LELOUP, P., ARNAUD, N., PAQUETTE, J., DAVIS, W. et HATTORI, K. (2012). Synkinematic magmatism, heterogeneous deformation, and progressive strain localization in a strike-slip shear zone : The case of the right-lateral Karakorum fault. *Tectonics*, 31(4).
- BRACE, W. et KOHLSTEDT, D. (1980). Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*, 85(B11):6248.
- BRAUN, J., CHÉRY, J., POLIAKOV, A., MAINPRICE, D., VAUCHEZ, A., TOMASSI, A. et DAIGNIÈRES, M. (1999). A simple parameterization of strain localization in the ductile regime due to grain size reduction : A case study for olivine. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B11):25167–25181.
- BRAUN, J., HERMAN, F. et BATT, G. (2010). Kinematic strain localization. *Earth and Planetary Science Letters*, 300(3–4):197–204.
- BREWER, J. (1981). Thermal effects of thrust faulting. *Earth and Planetary Science Letters*, 56(0): 233–244.

- BROOKFIELD, M. (1993). The Himalayan passive margin from Precambrian to Cretaceous times. *Sedimentary Geology*, 84(1-4):1–35.
- BRUN, J. et COBBOLD, P. (1980). Strain heating and thermal softening in continental shear zones : a review. *Journal of Structural Geology*, 2(1-2):149–158.
- BURCHFIEL, B., ZHILIANG, C., HODGES, K., YUPING, L., ROYDEN, L., CHANGRONG, D. et JIENE, X. (1992). The South Tibetan Detachment System, Himalayan Orogen : Extension Contemporaneous With and Parallel to Shortening in a Collisional Mountain Belt. In *Geological Society of America Special Papers*, volume 269, pages 1–41. Geological Society of America.
- BURG, J. et GERYA, T. (2005). The role of viscous heating in Barrovian metamorphism of collisional orogens : thermomechanical models and application to the Lepontine Dome in the Central Alps. *Journal of Metamorphic Geology*, 23(2):75–95.
- BURG, J., IGLESIAS, M., LAURENT, P., MATTE, P. et RIBEIRO, A. (1981). Variscan intracontinental deformation : The Coimbra—Cordoba shear zone (SW Iberian Peninsula). *The Effect of Deformation on Rocks*, 78(1–4):161–177.
- BURG, J. et LAURENT, P. (1978). Strain analysis of a shear zone in a granodiorite. *Tectonophysics*, 47(1):15–42.
- BURG, J., MATTE, P., LEYRELOUP, A. et MARCHAND, J. (1984). Inverted metamorphic zonation and large-scale thrusting in the Variscan Belt : an example in the French Massif Central. *Geological Society, London, Special Publications*, 14(1):47–61.
- BURG, J. et SCHMALHOLZ, S. (2008). Viscous heating allows thrusting to overcome crustal-scale buckling : Numerical investigation with application to the Himalayan syntaxes. *Earth and Planetary Science Letters*, 274(1–2):189–203.
- BÜRGMANN, R. et DRESEN, G. (2008). Rheology of the Lower Crust and Upper Mantle : Evidence from Rock Mechanics, Geodesy, and Field Observations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 36(1):531–567.
- BÜRGMANN, R. et POLLARD, D. (1992). Influence of the state of stress on the brittle-ductile transition in granitic rock : Evidence from fault steps in the Sierra Nevada, California. *Geology*, 20(7):645–648.
- BÜRGMANN, R. et POLLARD, D. (1994). Strain accommodation about strike-slip fault discontinuities in granitic rock under brittle-to-ductile conditions. *Journal of Structural Geology*, 16(12):1655–1674.
- BUROV, E. (2003). The upper crust is softer than dry quartzite. *Tectonophysics*, 361(3):321–326.
- BUROV, E. (2011). Rheology and strength of the lithosphere. *Marine and Petroleum Geology*, 104(28):1402–1443.
- BUROV, E. et WATTS, A. (2006). The long-term strength of continental lithosphere : "jelly sandwich" or "crème brûlée"? *Geological Society of America today*, 16(1):4.
- CADDICK, M., BICKLE, M., HARRIS, N., HOLLAND, T., HORSTWOOD, M., PARRISH, R. et AHMAD, T. (2007). Burial and exhumation history of a Lesser Himalayan schist : Recording the formation of an inverted metamorphic sequence in NW India. *Earth and Planetary Science Letters*, 264(3–4):375–390.

- CAMACHO, A., MCDUGALL, I., ARMSTRONG, R. et BRAUN, J. (2001). Evidence for shear heating, Musgrave Block, central Australia. *Journal of Structural Geology*, 23(6–7):1007–1013.
- CAMIRÉ, G. (1995). Development of inverted metamorphic gradient in the internal domain of the Taconian belt, Gaspé Peninsula. *Canadian Journal of Earth Sciences*, 32(1):37–51.
- CARRERAS, J., CZECK, D., DRUGUET, E. et HUDLESTON, P. (2010). Structure and development of an anastomosing network of ductile shear zones. *Journal of Structural Geology*, 32(5):656–666.
- CARRERAS, J., DRUGUET, E., GRIERA, A. et SOLDEVILA, J. (2004). Strain and deformation history in a syntectonic pluton. The case of the Roses granodiorite (Cap de Creus, Eastern Pyrenees). *Geological Society, London, Special Publications*, 224(1):307–319.
- CARSLAW, H. et JAEGER, J. (1959). *Heat in solids*, volume 19591. Clarendon Press, Oxford.
- CARTER, N. et TSENN, M. (1987). Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, 136(1–2):27–63.
- CASEY, M. (1980). Mechanics of shear zones in isotropic dilatant materials. *Journal of Structural Geology*, 2(1-2):143–147.
- CATLOS, E., HARRISON, T., KOHN, M., GROVE, M., RYERSON, F., MANNING, C. et UPRETI, B. (2001). Geochronologic and thermobarometric constraints on the evolution of the Main Central Thrust, central Nepal Himalaya. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B8): 16177–16204.
- CATLOS, E., HARRISON, T., SEARLE, M. et HUBBARD, M. (1999). Evidence for late Miocene reactivation of the Main Central Thrust : from Garhwal to the Nepali Himalaya. *Terra Nostra*, 99(1):20–22.
- CÉLÉRIER, J., HARRISON, T., BEYSSAC, O., HERMAN, F., DUNLAP, W. et WEBB, A. (2009a). The Kumaun and Garwhal Lesser Himalaya, India : Part 2. Thermal and deformation histories. *Geological Society of America Bulletin*, 121(9-10):1281–1297.
- CÉLÉRIER, J., HARRISON, T., WEBB, A. et YIN, A. (2009b). The Kumaun and Garwhal Lesser Himalaya, India : Part 1. Structure and stratigraphy. *Geological Society of America Bulletin*, 121(9-10):1262–1280.
- CESARE, B., RUBATTO, D., HERMANN, J. et BARZI, L. (2002). Evidence for Late Carboniferous subduction-type magmatism in mafic-ultramafic cumulates of the SW Tauern window (Eastern Alps). *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 142(4):449–464.
- CHRISTENSEN, J., SELVERSTONE, J., ROSENFELD, J. et DEPAOLO, D. (1994). Correlation by Rb-Sr geochronology of garnet growth histories from different structural levels within the Tauern Window, Eastern Alps. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 118(1):1–12.
- CHRISTIANSEN, P. et POLLARD, D. (1997). Nucleation, growth and structural development of mylonitic shear zones in granitic rock. *Journal of structural Geology*, 19(9):1159–1172.
- CLAUSER, C. et HUENGES, E. (1995). Thermal conductivity of rocks and minerals. *Rock physics & phase relations : A handbook of physical constants*, pages 105–126.

- CLIFF, R. (1981). Pre-Alpine history of the pennine zone in the Tauern Window, Austria : U-Pb and Rb-Sr geochronology. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 77(3):262–266.
- CLOETINGH, S. et BUROV, E. (1996). Thermomechanical structure of European continental lithosphere : constraints from rheological profiles and EET estimates. *Geophysical Journal International*, 124(3):695–723.
- COBBOLD, P. et GAPAIS, D. (1987). Shear criteria in rocks : an introductory review. *Journal of Structural Geology*, 9(5):521–IN2.
- CONDER, J., WIENS, D. et MORRIS, J. (2002). On the decompression melting structure at volcanic arcs and back-arc spreading centers. *Geophysical Research Letters*, 29(15):17–1.
- CONDIE, K. (1997). *Plate Tectonics*. Butterworth-Heinemann.
- COPELAND, P., HARRISON, T., HODGES, K., MARUÉJOL, P., LE FORT, P. et PECHER, A. (1991). An Early Pliocene thermal disturbance of the main central thrust, central Nepal : Implications for Himalayan tectonics. *Journal of Geophysical Research*, 96(B5):8475.
- CORRIE, S. et KOHN, M. (2011). Metamorphic history of the central Himalaya, Annapurna region, Nepal, and implications for tectonic models. *Geological Society of America Bulletin*, 123(9-10):1863–1879.
- DABROWSKI, M., SCHMID, D. et PODLADCHIKOV, Y. (2012). A two-phase composite in simple shear : Effective mechanical anisotropy development and localization potential. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 117(B8).
- DANIEL, C., HOLLISTER, L., PARRISH, R. et GRUJIC, D. (2003). Exhumation of the Main Central Thrust from lower crustal depths, eastern Bhutan Himalaya. *Journal of Metamorphic Geology*, 21(4):317–334.
- DAVIES, J. (1999). Simple analytic model for subduction zone thermal structure. *Geophysical Journal International*, 139(3):823–828.
- DAVIES, J. et VON BLANCKENBURG, F. (1995). Slab breakoff : a model of lithosphere detachment and its test in the magmatism and deformation of collisional orogens. *Earth and Planetary Science Letters*, 129(1):85–102.
- DAVY, P., HANSEN, A., BONNET, E. et ZHANG, S. (1995). Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems : Implications for deformations of the continental lithosphere. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 100(B4):6281–6294.
- DECELLES, P., GEHRELS, G., QUADE, J., LAREAU, B. et SPURLIN, M. (2000). Tectonic Implications of U-Pb Zircon Ages of the Himalayan Orogenic Belt in Nepal. *Science*, 288(5465):497–499.
- DECELLES, P., ROBINSON, D., QUADE, J., OJHA, T., GARZIONE, C., COPELAND, P. et UPRETI, B. (2001). Stratigraphy, structure, and tectonic evolution of the Himalayan fold-thrust belt in western Nepal. *Tectonics*, 20(4):487–509.
- DELL'ANGELO, L. et TULLIS, J. (1986). A comparison of quartz c-axis preferred orientations in experimentally deformed aplites and quartzites. *Journal of structural geology*, 8(6):683–692.

- DEMETS, C., GORDON, R. et ARGUS, D. (2010). Geologically current plate motions. *Geophysical Journal International*, 181(1):1–80.
- DEUTSCH, A. (1984). Young Alpine dykes south of the Tauern Window (Austria) : a K-Ar and Sr isotope study. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 85(1):45–57.
- DEWEY, J. et BIRD, J. (1970). Mountain belts and the new global tectonics. *Journal of Geophysical Research*, 75(14):2625–2647.
- DIETRICH, V. (1976). Evolution of the Eastern Alps : a plate tectonics working hypothesis. *Geology*, 4(3):147–152.
- DIMANOV, A. et DRESEN, G. (2005). Rheology of synthetic anorthite-diopside aggregates : Implications for ductile shear zones. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 110(B7).
- DINGELDEY, C., DALLMEYER, R., KOLLER, F. et MASSONNE, H. (1997). P-T-t history of the Lower Austroalpine Nappe Complex in the “Tarntaler Berge” NW of the Tauern Window : implications for the geotectonic evolution of the central Eastern Alps. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 129(1):1–19.
- DIPPLE, G. et FERRY, J. (1992). Metasomatism and fluid flow in ductile fault zones. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 112(2-3):149–164.
- DUPRAT-OUALID, S. (2010). Description de niveaux métasomatisés dans les Métagabbros de l’unité de Morsiglia, Corse alpine : Interprétation tectonique. Mémoire de D.E.A., Master 1, Université de Rennes 1.
- DUPRAT-OUALID, S., YAMATO, P. et PITRA, P. (2013). Major role of shear heating in intra-continental inverted metamorphism : Inference from a thermo-kinematic parametric study. *Tectonophysics*, 608(0):812–831.
- DUPRAT-OUALID, S., YAMATO, P. et SCHMALHOLZ, S. (2015). A dimensional analysis to quantify the thermal budget around lithospheric-scale shear zones. *Terra Nova*.
- DURETZ, T., GERYA, T. et MAY, D. (2011). Numerical modelling of spontaneous slab breakoff and subsequent topographic response. *Tectonophysics*, 502(1):244–256.
- DURETZ, T., SCHMALHOLZ, S., PODLADCHIKOV, Y. et YUEN, D. (2014). Physics-controlled thickness of shear zones caused by viscous heating : implications for crustal shear localization. *Geophysical Research Letters*, pages 4904–4911.
- DUTRUGE, G., BURG, J., LAPIERRE, J. et VIGNERESSE, J. (1995). Shear strain analysis and periodicity within shear gradients of metagranite shear zones. *Journal of Structural Geology*, 17(6):819–830.
- EICHHORN, R., LOTH, G., HÖLL, R., FINGER, F., SCHERMAIER, A. et KENNEDY, A. (2000). Multistage Variscan magmatism in the central Tauern Window (Austria) unveiled by U/Pb SHRIMP zircon data. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 139(4):418–435.
- ENGLAND, P., HOUSEMAN, G. et SONDER, L. (1985). Length scales for continental deformation in convergent, divergent, and strike-slip environments : Analytical and approximate solutions for a thin viscous sheet model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 90(B5):3551–3557.

- ENGLAND, P., LE FORT, P., MOLNAR, P. et PÊCHER, A. (1992). Heat sources for Tertiary metamorphism and anatexis in the Annapurna-Manaslu Region central Nepal. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 97(B2):2107–2128.
- ENGLAND, P. et MOLNAR, P. (1993). The interpretation of inverted metamorphic isograds using simple physical calculations. *Tectonics*, 12(1):145–157.
- ENGLAND, P. et THOMPSON, A. (1984). Pressure—Temperature—Time Paths of Regional Metamorphism I. Heat Transfer during the Evolution of Regions of Thickened Continental Crust. *Journal of Petrology*, 25(4):894–928.
- EVANS, B. (2005). Creep constitutive laws for rocks with evolving structure. *Geological Society, London, Special Publications*, 245(1):329–346.
- EVANS, B. et KOHLSTEDT, D. (1995). Rheology of rocks. *Rock Physics & Phase Relations : A Handbook of Physical Constants*, pages 148–165.
- FACCENDA, M., MINELLI, G. et GERYA, T. (2009). Coupled and decoupled regimes of continental collision : numerical modeling. *Earth and Planetary Science Letters*, 278(3):337–349.
- FAUCONNIER, J., LABROUSSE, L., ANDERSEN, T., BEYSSAC, O., DUPRAT-OUALID, S. et YAMATO, P. (2014). Thermal structure of a major crustal shear zone, the basal thrust in the Scandinavian Caledonides. *Earth and Planetary Science Letters*, 385(0):162–171.
- FAUL, U. et JACKSON, I. (2005). The seismological signature of temperature and grain size variations in the upper mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 234(1):119–134.
- FINGER, F., FRASL, G., HAUNSCHMID, B., LETTNER, H., VON QUADT, A., SCHERMAIER, A., SCHINDLMAYR, A. et STEYRER, H. (1993). The Zentralgneise of the Tauern Window (Eastern Alps) : Insight into an Intra-Alpine Variscan Batholith. In von RAUMER, J. et NEUBAUER, F., éditeurs : *Pre-Mesozoic Geology in the Alps*, pages 375–391. Springer Berlin Heidelberg.
- FINGER, F., ROBERTS, M., HAUNSCHMID, B., SCHERMAIER, A. et STEYRER, H. (1997). Variscan granitoids of central Europe : their typology, potential sources and tectonothermal relations. *Mineralogy and Petrology*, 61(1-4):67–96.
- FINGER, F. et STEYRER, H. (1988). Granite-types in the Hohe Tauern (Eastern Alps, Austria)- Some aspects on their correlation to Variscan plate tectonic processes. *Geodinamica Acta*, 2(2):75–87.
- FLEITOUT, L. et FROIDEVAUX, C. (1980). Thermal and mechanical evolution of shear zones. *Journal of Structural Geology*, 2(1–2):159–164.
- FRANK, W., HOINKES, G., MILLER, C., PURTSCHELLER, F., RICHTER, W. et THONI, M. (1973). Relations between metamorphism and orogeny in a typical section of the Indian Himalayas. *TMPM Tschermaks Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*, 20(4):303–332.
- FRIEDRICHSEN, H. et MORTEANI, G. (1979). Oxygen and hydrogen isotope studies on minerals from alpine fissures and their gneissic host rocks, Western Tauern Window (Austria). *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 70(2):149–152.
- FRISCH, W., KUHLEMANN, J., DUNKL, I. et BRÜGEL, A. (1998). Palinspastic reconstruction and topographic evolution of the Eastern Alps during late Tertiary tectonic extrusion. *Tectonophysics*, 297(1):1–15.

- FRISCH, W., VAVRA, G. et WINKLER, M. (1993). Evolution of the Penninic basement of the Eastern Alps. In *Pre-Mesozoic geology in the Alps*, pages 349–360. Springer.
- GAPAIS, D. (1989). Shear structures within deformed granites : Mechanical and thermal indicators. *Geology*, 17(12):1144.
- GAVIS, J. et LAURENCE, R. (1968a). Viscous heating in plane and circular flow between moving surfaces. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 7(2):232–239.
- GAVIS, J. et LAURENCE, R. (1968b). Viscous heating of a power-law liquid in plane flow. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 7(3):525–527.
- GEISSBUEHLER, M. et LASSER, T. (2013). How to display data by color schemes compatible with red-green color perception deficiencies. *Optics express*, 21(8):9862–9874.
- GENSER, J. et NEUBAUER, F. (1989). Low angle normal faults at the eastern margin of the Tauern window (Eastern Alps). *Mitteilungen der Österreichischen Geologischen Gesellschaft*, 81:233–243.
- GENSER, J., WEES, J., CLOETINGH, S. et NEUBAUER, F. (1996). Eastern Alpine tectono-metamorphic evolution : Constraints from two-dimensional P-T-t modeling. *Tectonics*, 15(3): 584–604.
- GERYA, T. et MEILICK, F. (2011). Geodynamic regimes of subduction under an active margin : effects of rheological weakening by fluids and melts. *Journal of Metamorphic Geology*, 29(1):7–31.
- GHAZIAN, R. et BUITER, S. (2013). A numerical investigation of continental collision styles. *Geophysical Journal International*, 193(3):1133–1152.
- GHOSE, N. (1971). Chemical composition of biotite in the metamorphic and granitic rocks of Richughuta, district Palamau, Bihar (India). *Chemical Geology*, 7(2):107–121.
- GILOTTI, J. A. et KUMPULAINEN, R. (1986). Strain softening induced ductile flow in the Särvi thrust sheet, Scandinavian Caledonides. *Journal of Structural Geology*, 8(3):441–455.
- GLEASON, G. et TULLIS, J. (1995). A flow law for dislocation creep of quartz aggregates determined with the molten salt cell. *30 Years of Tectonophysics a Special Volume in Honour of Gerhard Oertel*, 247(1–4):1–23.
- GLODNY, J., RING, U. et KÜHN, A. (2008). Coeval high-pressure metamorphism, thrusting, strike-slip, and extensional shearing in the Tauern Window, Eastern Alps. *Tectonics*, 27(4).
- GODIN, L., GRUJIC, D., LAW, R. et SEARLE, M. (2006). Channel flow, ductile extrusion and exhumation in continental collision zones : an introduction. *Geological Society, London, Special Publications*, 268(1):1–23.
- GOETZE, C. et EVANS, B. (1979). Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 59(3):463–478.
- GOSCOMBE, B. et HAND, M. (2000). Contrasting P–T Paths in the Eastern Himalaya, Nepal : Inverted Isograds in a Paired Metamorphic Mountain Belt. *Journal of Petrology*, 41(12):1673–1719.

- GRAHAM, C. et ENGLAND, P. (1976). Thermal regimes and regional metamorphism in the vicinity of overthrust faults : an example of shear heating and inverted metamorphic zonation from southern California. *Earth and Planetary Science Letters*, 31(1):142–152.
- GROOME, W., JOHNSON, S. et KOONS, P. (2006). The effects of porphyroblast growth on the effective viscosity of metapelitic rocks : implications for the strength of the middle crust. *Journal of Metamorphic Geology*, 24(5):389–407.
- GRUJIC, D., CASEY, M., DAVIDSON, C., HOLLISTER, L., KÜNDIG, R., PAVLIS, T. et SCHMID, S. (1996). Ductile extrusion of the Higher Himalayan Crystalline in Bhutan : evidence from quartz microfabrics. *Tectonophysics*, 260(1):21–43.
- GRUJIC, D. et MANCKTELOW, N. (1998). Melt-bearing shear zones : analogue experiments and comparison with examples from southern Madagascar. *Journal of Structural Geology*, 20(6):673–680.
- GUERMANI, A. et PENNACCHIONI, G. (1998). Brittle precursors of plastic deformation in a granite : an example from the Mont Blanc massif (Helvetic, western Alps). *Journal of Structural Geology*, 20(2):135–148.
- GUILLOT, S. (1999). An overview of the metamorphic evolution in Central Nepal. *Journal of Asian Earth Sciences*, 17(5–6):713–725.
- GUILLOT, S., GARZANTI, E., BARATOUX, D., MARQUER, D., MAHEO, G. et DE SIGOYER, J. (2003). Reconstructing the total shortening history of the NW Himalaya. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 4(7):1064.
- GUTSCHER, M., KUKOWSKI, N., MALAVIEILLE, J. et LALLEMAND, S. (1998a). Episodic imbricate thrusting and underthrusting : Analog experiments and mechanical analysis applied to the Alaskan accretionary wedge. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 103(B5): 10161–10176.
- GUTSCHER, M., KUKOWSKI, N., MALAVIEILLE, J. et LALLEMAND, S. (1998b). Material transfer in accretionary wedges from analysis of a systematic series of analog experiments. *Journal of Structural Geology*, 20(4):407–416.
- HACKER, B. (1991). The role of deformation in the formation of metamorphic gradients : Ridge subduction beneath the Oman Ophiolite. *Tectonics*, 10(2):455–473.
- HANDY, M. (1990). The solid-state flow of polymineralic rocks. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 95(B6):8647–8661.
- HANSEN, F. et CARTER, N. (1983). Semibrittle creep of dry and wet Westerly granite at 1000 MPa. In *The 24th US Symposium on Rock Mechanics (USRMS)*. American Rock Mechanics Association.
- HARRISON, T., GROVE, M., LOVERA, O. et CATLOS, E. (1998). A model for the origin of Himalayan anatexis and inverted metamorphism. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B11):27017–27032.
- HARRISON, T., GROVE, M., LOVERA, O., CATLOS, E. et D'ANDREA, J. (1999). The origin of Himalayan anatexis and inverted metamorphism : Models and constraints. *Journal of Asian Earth Sciences*, 17(5-6):755–772.

- HARRISON, T., RYERSON, F., LE FORT, P., YIN, A., LOVERA, O. et CATLOS, E. (1997). A Late Miocene-Pliocene origin for the Central Himalayan inverted metamorphism. *Earth and Planetary Science Letters*, 146(1–2):E1–E7.
- HARTZ, E. et PODLADCHIKOV, Y. (2008). Toasting the jelly sandwich : The effect of shear heating on lithospheric geotherms and strength. *Geology*, 36(4):331.
- HEIM, A. et GANSSE, A. (1939). Central Himalaya, Geological observations of the Swiss expedition 1936. *Mmoires de la Soci td Helvdtique des Sciences Naturelles*, 73(1,245).
- HEIRTZLER, J., DICKSON, G., HERRON, E., PITMAN, W. et Le PICHON, X. (1968). Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents. *Journal of Geophysical Research*, 73(6):2119–2136.
- HENRY, D. et GUIDOTTI, C. (2002). Titanium in biotite from metapelitic rocks : Temperature effects, crystal-chemical controls, and petrologic applications. *American Mineralogist*, 87(4): 375–382.
- HENRY, D., GUIDOTTI, C. et THOMSON, J. (2005). The Ti-saturation surface for low-to-medium pressure metapelitic biotites : implications for geothermometry and Ti-substitution mechanisms. *American Mineralogist*, 90(2-3):316–328.
- HENRY, P., Le PICHON, X. et GOFF , B. (1997). Kinematic, thermal and petrological model of the Himalayas : constraints related to metamorphism within the underthrust indian crust and topographic elevation. *Tectonophysics*, 273(1–2):31–56.
- HERMAN, F., COPELAND, P., AVOUAC, J., BOLLINGER, L., MAH O, G., LE FORT, P., RAI, S., FOSTER, D., PÊCHER, A., ST WE, K. et HENRY, P. (2010). Exhumation, crustal deformation, and thermal structure of the Nepal Himalaya derived from the inversion of thermochronological and thermobarometric data and modeling of the topography. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B6):B06407.
- HILL, R. (1965). A self-consistent mechanics of composite materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 13(4):213–222.
- HIRTH, G. et KOHLSTEDT, D. (2003). Rheology of the upper mantle and the mantle wedge : A view from the experimentalists. *Inside the subduction Factory*, pages 83–105.
- HIRTH, G., TEYSSIER, C. et DUNLAP, J. (2001). An evaluation of quartzite flow laws based on comparisons between experimentally and naturally deformed rocks. *International Journal of Earth Sciences*, 90(1):77–87.
- HOBBS, B., M HLHAUS, H. et ORD, A. (1990). Instability, softening and localization of deformation. *Geological Society, London, Special Publications*, 54(1):143–165.
- H CK, V. (1993). The Habach-Formation and the Zentralgneis—a key in understanding the Palaeozoic evolution of the Tauern Window (Eastern Alps). *In Pre-Mesozoic geology in the Alps*, pages 361–374. Springer.
- HODGES, K. (2000). Tectonics of the Himalaya and southern Tibet from two perspectives. *Geological Society of America Bulletin*, 112(3):324–350.

- HODGES, K., HUBBARD, M., SILVERBERG, D., TRELOAR, P. et MOHAN, A. (1988). Metamorphic Constraints on the Thermal Evolution of the Central Himalayan Orogen [and Discussion]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 326(1589):257–280.
- HODGES, K. et SILVERBERG, D. (1988). Thermal evolution of the greater Himalaya, Garhwal, India. *Tectonics*, 7(3):583–600.
- HOERNES, S. et FRIEDRICHSEN, H. (1974). Oxygen isotope studies on metamorphic rocks of the western Hohe Tauern area (Austria). *Schweizerische Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*, 54:769–788.
- HORAI, K. et SUSAKI, J. (1989). The effect of pressure on the thermal conductivity of silicate rocks up to 12 kbar. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 55(3–4):292–305.
- HSUI, A. et TOKSÖZ, M. (1979). The evolution of thermal structures beneath a subduction zone. *Tectonophysics*, 60(1):43–60.
- HUBBARD, M. (1989). Thermobarometric constraints on the thermal history of the Main Central Thrust Zone and Tibetan Slab, eastern Nepal Himalaya. *Journal of Metamorphic Geology*, 7(1): 19–30.
- HUBBARD, M. et HARRISON, T. (1989). 40 Ar/ 39 Ar age constraints on deformation and metamorphism in the main central thrust zone and Tibetan slab, eastern Nepal Himalaya. *Tectonics*, 8(4):865.
- HUERTA, A., ROYDEN, L. et HODGES, K. (1996). The interdependence of deformational and thermal processes in mountain belts. *Science*, 273(5275):637–639.
- HUERTA, A., ROYDEN, L. et HODGES, K. (1998). The thermal structure of collisional orogens as a response to accretion, erosion, and radiogenic heating. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B7):15287–15302.
- HUERTA, A., ROYDEN, L. et HODGES, K. (1999). The effects of accretion, erosion and radiogenic heat on the metamorphic evolution of collisional orogens. *Journal of Metamorphic Geology*, 17(4):349–366.
- HUET, B., YAMATO, P. et GRASEMANN, B. (2012). Physically consistent viscosity of polyphase rocks : a new method and its validation. In *EGU General Assembly Conference Posters*, volume 14, page 8732.
- HUET, B., YAMATO, P. et GRASEMANN, B. (2014). The Minimized Power Geometric model : An analytical mixing model for calculating polyphase rock viscosities consistent with experimental data. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(4):3897–3924.
- INGER, S. et HARRIS, N. (1992). Tectonothermal evolution of the High Himalayan crystalline sequence, Langtang Valley, northern Nepal. *Journal of Metamorphic Geology*, 10(3):439–452.
- INGLES, J., LAMOUROUX, C., SOULA, J., GUERRERO, N. et DEBAT, P. (1999). Nucleation of ductile shear zones in a granodiorite under greenschist facies conditions, Néouvielle massif, Pyrenees, France. *Journal of Structural Geology*, 21(5):555–576.

-
- ISACKS, B., OLIVER, J. et SYKES, L. (1968). Seismology and the new global tectonics. *Journal of Geophysical Research*, 73(18):5855–5899.
- JAIN, A. et MANICKAVASAGAM, R. (1993). Inverted metamorphism in the intracontinental ductile shear zone during Himalayan collision tectonics. *Geology*, 21(5):407.
- JAMIESON, R. (1986). P-T paths from high temperature shear zones beneath ophiolites. *Journal of Metamorphic Geology*, 4(1):3–22.
- JAMIESON, R., BEAUMONT, C., HAMILTON, J. et FULLSACK, P. (1996). Tectonic assembly of inverted metamorphic sequences. *Geology*, 24(9):839–842.
- JAMIESON, R., BEAUMONT, C., MEDVEDEV, S. et NGUYEN, M. (2004). Crustal channel flows : 2. Numerical models with implications for metamorphism in the Himalayan-Tibetan orogen. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B6):B06407.
- JAMIESON, R., BEAUMONT, C., NGUYEN, M. et LEE, B. (2002). Interaction of metamorphism, deformation and exhumation in large convergent orogens. *Journal of Metamorphic Geology*, 20(1):9–24.
- JAOUL, O., TULLIS, J. et KRONENBERG, A. (1984). The effect of varying water contents on the creep behavior of Heavitree quartzite. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 89(B6):4298–4312.
- JAUPART, C. et PROVOST, A. (1985). Heat focussing, granite genesis and inverted metamorphic gradients in continental collision zones. *Earth and Planetary Science Letters*, 73(2-4):385–397.
- JESSELL, M. (1987). Grain-boundary migration microstructures in a naturally deformed quartzite. *Journal of Structural Geology*, 9(8):1007–1014.
- JI, S. et ZHAO, P. (1993). Flow laws of multiphase rocks calculated from experimental data on the constituent phases. *Earth and Planetary Science Letters*, 117(1–2):181–187.
- JI, S., ZHAO, P. et XIA, B. (2003). Flow laws of multiphase materials and rocks from end-member flow laws. *Physical Properties of Rocks and other Geomaterials, a Special Volume to honour Professor H. Kern*, 370(1–4):129–145.
- JOHN, T., MEDVEDEV, S., RÜPKE, L., ANDERSEN, T., PODLADCHIKOV, Y. et AUSTRHEIM, H. (2009). Generation of intermediate-depth earthquakes by self-localizing thermal runaway. *Nature Geoscience*, 2(2):137–140.
- JOHNSON, M. et STRACHAN, R. (2006). A discussion of possible heat sources during nappe stacking : the origin of Barrovian metamorphism within the Caledonian thrust sheets of NW Scotland. *Journal of the Geological Society*, 163(4):579–582.
- JORDAN, P. (1987). The deformational behaviour of bimineralic limestone-halite aggregates. *Tectonophysics*, 135(1):185–197.
- KANEKO, Y. (1995). Thermal structure in the Annapurna region, central Nepal Himalaya : implication for the inverted metamorphism. *Journal of Mineralogy, Petrology and Economic Geology*, 90(5):143–154.

- KANEKO, Y., KATAYAMA, I., YAMAMOTO, H., MISAWA, K., ISHIKAWA, M., REHMAN, H., KAUSAR, A. et SHIRAISHI, K. (2003). Timing of Himalayan ultrahigh-pressure metamorphism : sinking rate and subduction angle of the Indian continental crust beneath Asia. *Journal of Metamorphic Geology*, 21(6):589–599.
- KARABINOS, P. et KETCHAM, R. (1988). Thermal structure of active thrust belts. *Journal of Metamorphic Geology*, 6(5):559–570.
- KARATO, S. (1993). Importance of anelasticity in the interpretation of seismic tomography. *Geophysical Research Letters*, 20(15):1623–1626.
- KARATO, S. et KARKI, B. (2001). Origin of lateral variation of seismic wave velocities and density in the deep mantle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 106(B10): 21771–21783.
- KAUS, B. et PODLADCHIKOV, Y. (2006). Initiation of localized shear zones in viscoelastoplastic rocks. *Journal of Geophysical Research*, 111(B4).
- KENDRICK, E., BEVIS, M., SMALLEY JR., R., BROOKS, B., VARGAS, R., LAURIA, E. et FORTES, L. (2003). The Nazca–South America Euler vector and its rate of change. *Journal of South American Earth Sciences*, 16(2):125–131.
- KIDDER, S., HERMAN, F., SALEEBY, J., AVOUAC, J., DUCEA, M. et CHAPMAN, A. (2013). Shear heating not a cause of inverted metamorphism. *Geology*, 41(8):899–902.
- KINCAID, C. et SILVER, P. (1996). The role of viscous dissipation in the orogenic process. *Earth and Planetary Science Letters*, 142(3–4):271–288.
- KIRBY, S. (1980). Tectonic stresses in the lithosphere : Constraints provided by the experimental deformation of rocks. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 85(B11):6353–6363.
- KIRBY, S. (1983). Rheology of the lithosphere. *Rev. Geophys.*, 21(6):1458–1487.
- KIRBY, S. (1985). Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones. *Collision Tectonics : Deformation of Continental Lithosphere*, 119(1–4):1–27.
- KIRBY, S. et KRONENBERG, A. (1987). Rheology of the lithosphere : Selected topics. *Reviews of Geophysics*, 25(6):1219–1244.
- KOHN, M. (2008). P-T-t data from central Nepal support critical taper and repudiate large-scale channel flow of the Greater Himalayan Sequence. *Geological Society of America Bulletin*, 120(3-4):259–273.
- KOHN, M., CATLOS, E., RYERSON, F. et HARRISON, T. (2001). Pressure-temperature-time path discontinuity in the Main Central thrust zone, central Nepal. *Geology*, 29(7):571–574.
- KOHN, M., WIELAND, M., PARKINSON, C. et UPRETI, B. (2004). Miocene faulting at plate tectonic velocity in the Himalaya of central Nepal. *Earth and Planetary Science Letters*, 228(3–4):299–310.

- KREEMER, C. (2009). Absolute plate motions constrained by shear wave splitting orientations with implications for hot spot motions and mantle flow. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114(B10):B10405.
- KREEMER, C., HOLT, W. et HAINES, A. (2003). An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation. *Geophysical Journal International*, 154(1):8–34.
- KRETZ, R. (1983). Symbols for rock-forming minerals. *American mineralogist*, 68:277–279.
- KRONENBERG, A. et TULLIS, J. (1984). Flow strengths of quartz aggregates : Grain size and pressure effects due to hydrolytic weakening. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 89(B6):4281–4297.
- KURZ, W. (2006). Penninic Paleogeography from the Western toward the Eastern Alps—Still Open Questions? *International Geology Review*, 48(11):996–1022.
- KURZ, W., HANDLER, R. et BERTOLDI, C. (2008). Tracing the exhumation of the Eclogite Zone (Tauern Window, Eastern Alps) by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating of white mica in eclogites. *Swiss Journal of Geosciences*, 101(1):191–206.
- KURZ, W., NEUBAUER, F. et DACHS, E. (1998). Eclogite meso- and microfabrics : implications for the burial and exhumation history of eclogites in the Tauern Window (Eastern Alps) from PTd paths. *Tectonophysics*, 285(1):183–209.
- KUSZNIR, N. et PARK, R. (1987). The extensional strength of the continental lithosphere : its dependence on geothermal gradient, and crustal composition and thickness. *Geological Society, London, Special Publications*, 28(1):35–52.
- KWAK, T. (1968). Ti in biotite and muscovite as an indication of metamorphic grade in almandine amphibolite facies rocks from Sudbury, Ontario. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 32(11):1222–1229.
- LACHENBRUCH, A. (1968). Preliminary geothermal model of the Sierra Nevada. *Journal of Geophysical Research*, 73(22):6977–6989.
- LACHENBRUCH, A. et SASS, J. (1980). Heat Flow and Energetics of the San Andreas Fault Zone. *Journal of Geophysical Research*, 85(B11):6185–6222.
- LACHENBRUCH, A. et SASS, J. (1992). Heat flow from Cajon Pass, fault strength, and tectonic implications. *Journal of Geophysical Research*, 97(B4):4995.
- LAMMERER, B. (1988). Thrust-regime and transpression-regime tectonics in the Tauern Window (Eastern Alps). *Geologische Rundschau*, 77(1):143–156.
- LAMMERER, B., GEBRANDE, H., LÜSCHEN, E. et VESELÁ, P. (2008). A crustal-scale cross-section through the Tauern Window (eastern Alps) from geophysical and geological data. *Geological Society, London, Special Publications*, 298(1):219–229.
- LAMMERER, B. et WEGER, M. (1998). Footwall uplift in an orogenic wedge : the Tauern Window in the Eastern Alps of Europe. *Tectonophysics*, 285(3):213–230.
- LAMOUREUX, C., INGLES, J. et DEBAT, P. (1991). Conjugate ductile shear zones. *Tectonophysics*, 185(3–4):309–323.

-
- LAVE, J. et AVOUAC, J. (2000). Active folding of fluvial terraces across the Siwaliks Hills, Himalayas of central Nepal. *J. Geophys. Res.*, 105(B3):5735–5770.
- LAW, R., CASEY, M. et KNIPE, R. (1986). Kinematic and tectonic significance of microstructures and crystallographic fabrics within quartz mylonites from the Assynt and Eriboll regions of the Moine thrust zone, NW Scotland. *Transactions of the Royal Society of Edinburgh : Earth Sciences*, 77(02):99–125.
- LE FORT, P. (1975). Himalayas : the collided range. Present knowledge of the continental arc. *American Journal of Science*, 275(1):1–44.
- LE FORT, P. (1986). Metamorphism and magmatism during the Himalayan collision. *Geological Society, London, Special Publications*, 19(1):159–172.
- LE FORT, P., PÊCHER, A. et UPRETI, B. (1986). A section through the Tibetan Slab in central Nepal (Kali Gandaki Valley) : mineral chemistry and thermobarometry of the Main Central Thrust zone. *Sciences de la Terre Mémoire*, 47:211–228.
- LE GOFF, E. (1989). *Conditions pression-température de la déformation dans les orthogneiss. Modèle thermodynamique et exemples naturels*. Thèse de doctorat, Université Rennes 1.
- LE PICHON, X. (1968). Sea-floor spreading and continental drift. *Journal of Geophysical Research*, 73(12):3661–3697.
- LE POURHIET, L., HUET, B., LABROUSSE, L., YAO, K. F., AGARD, P. et JOLIVET, L. (2013). Strain localisation in mechanically layered rocks beneath detachment zones : insights from numerical modelling. *Solid Earth*, 4:135–152.
- LECHMANN, S., SCHMALHOLZ, S., HETENYI, G., MAY, D. et KAUS, B. (2014). Quantifying the impact of mechanical layering and underthrusting on the dynamics of the modern India-Asia collisional system with 3-D numerical models. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(1):616–644.
- LEE, T. et DELANEY, P. (1987). Frictional heating and pore pressure rise due to a fault slip. *Geophysical Journal International*, 88(3):569–591.
- LELOUP, P. et KIENAST, J. (1993). High-temperature metamorphism in a major strike-slip shear zone : the Ailao Shan—Red River, People’s Republic of China. *Earth and Planetary Science Letters*, 118(1):213–234.
- LELOUP, P., RICARD, Y., BATTAGLIA, J. et LACASSIN, R. (1999). Shear heating in continental strike-slip shear zones : model and field examples. *Geophysical Journal International*, 136(1):19–40.
- LINZER, H., DECKER, K., PERESSON, H., DELL’MOUR, R. et FRISCH, W. (2002). Balancing lateral orogenic float of the Eastern Alps. *Tectonophysics*, 354(3):211–237.
- LINZER, H., MOSER, F., NEMES, F., RATSCHBACHER, L. et SPERNER, B. (1997). Build-up and dismembering of the eastern Northern Calcareous Alps. *Tectonophysics*, 272(2):97–124.
- LIU, Y., GENSER, J., HANDLER, R., FRIEDL, G. et NEUBAUER, F. (2001). $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ muscovite ages from the Penninic-Austroalpine plate boundary, Eastern Alps. *Tectonics*, 20(4):526–547.
-

- MACFARLANE, A. (1995). An evaluation of the inverted metamorphic gradient at Langtang National Park, Central Nepal Himalaya. *Journal of Metamorphic Geology*, 13(5):595–612.
- MACFARLANE, A., HODGES, K. et LUX, D. (1992). A structural analysis of the Main Central thrust zone, Langtang National Park, central Nepal Himalaya. *Geological Society of America Bulletin*, 104(11):1389–1402.
- MADI, K., FOREST, S., CORDIER, P. et BOUSSUGE, M. (2005). Numerical study of creep in two-phase aggregates with a large rheology contrast : implications for the lower mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 237(1):223–238.
- MAGGI, A., JACKSON, J., MCKENZIE, D. et PRIESTLEY, K. (2000). Earthquake focal depths, effective elastic thickness, and the strength of the continental lithosphere. *Geology*, 28(6):495–498.
- MAIEROVÁ, P., CHUST, T., STEINLE-NEUMANN, G., ČADEK, O. et ČÍŽKOVÁ, H. (2012). The effect of variable thermal diffusivity on kinematic models of subduction. *Journal of Geophysical Research*, 117(B7).
- MALLET, F. (1875). On the Geology and Mineral Resources of the Dárjiling District and the Western Duárs. *Memoirs of the Geological Survey of India*, 11:1–98.
- MANCKTELOW, N. (2002). Finite-element modelling of shear zone development in viscoelastic materials and its implications for localisation of partial melting. *Journal of Structural Geology*, 24(6–7):1045–1053.
- MANCKTELOW, N. et PENNACCHIONI, G. (2005). The control of precursor brittle fracture and fluid–rock interaction on the development of single and paired ductile shear zones. *Journal of Structural Geology*, 27(4):645–661.
- MANCKTELOW, N. et PENNACCHIONI, G. (2013). Late magmatic healed fractures in granitoids and their influence on subsequent solid-state deformation. *Journal of Structural Geology*, 57(0): 81–96.
- MANDAL, N., MISRA, S. et KUMAR SAMANTA, S. (2004). Role of weak flaws in nucleation of shear zones : an experimental and theoretical study. *Journal of structural geology*, 26(8):1391–1400.
- MARQUER, D. (1990). Structures et déformation alpine dans les granites hercyniens du massif du Gothard (Alpes centrales suisses). *Eclogae Geologicae Helvetiae*, 83(1):77–97.
- MARTIN, A., GANGULY, J. et DECELLES, P. (2010). Metamorphism of Greater and Lesser Himalayan rocks exposed in the Modi Khola valley, central Nepal. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 159(2):203–223.
- MARTINOD, J., HUSSON, L., ROPERCH, P., GUILLAUME, B. et ESPURT, N. (2010). Horizontal subduction zones, convergence velocity and the building of the Andes. *Earth and Planetary Science Letters*, 299(3):299–309.
- MASON, R. (1984). Inverted isograds at Sulitjelma, Norway : the result of shear-zone deformation. *Journal of Metamorphic Geology*, 2(2):77–82.

- MATTAUER, M. (1975). Sur le mecanisme de formation de la schistosite dans l'himalaya. *Earth and Planetary Science Letters*, 28(2):144–154.
- MATTAUER, M. (1986). Intracontinental subduction, crust-mantle décollement and crustal-stacking wedge in the Himalayas and other collision belts. *Geological Society, London, Special Publications*, 19(1):37–50.
- MCKENZIE, D. et PARKER, R. (1967). The North Pacific : an example of tectonics on a sphere. *Nature*, 216:1276–1280.
- METCALFE, R. (1993). Pressure, temperature and time constraints on metamorphism across the Main Central Thrust zone and High Himalayan Slab in the Garhwal Himalaya. *Geological Society, London, Special Publications*, 74(1):485–509.
- MIDDLEWISS, C. (1887). Crystalline and Metamorphic Rocks of the Lower Himalaya, Garhwal and Kumaon, with map and plate. *Memoirs of the Geological Survey of India*, XX.
- MINEAR, J. et TOKSÖZ, M. (1970). Thermal regime of a downgoing slab. *Tectonophysics*, 10(1–3): 367–390.
- MISRA, S., MANDAL, N., DHAR, R. et CHAKRABORTY, C. (2009). Mechanisms of deformation localization at the tips of shear fractures : Findings from analogue experiments and field evidence. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 114(B4).
- MITRA, G. (1978). Ductile deformation zones and mylonites ; the mechanical processes involved in the deformation of crystalline basement rocks. *American Journal of Science*, 278(8):1057–1084.
- MOHAN, A., WINDLEY, B. et SEARLE, M. (1989). Geothermobarometry and development of inverted metamorphism in the Darjeeling-Sikkim region of the eastern Himalayan. *Journal of Metamorphic Geology*, 7(1):95–110.
- MOHANTY, S. et RAMSAY, J. (1994). Strain partitioning in ductile shear zones : an example from a Lower Pennine nappe of Switzerland. *Journal of Structural Geology*, 16(5):663–676.
- MOLNAR, P., CHEN, W. et PADOVANI, E. (1983). Calculated temperatures in overthrust terrains and possible combinations of heat sources responsible for the Tertiary granites in the Greater Himalaya. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 88(B8):6415–6429.
- MOLNAR, P. et ENGLAND, P. (1990). Temperatures, Heat Flux, and Frictional Stress Near Major Thrust Faults. *Journal of Geophysical Research*, 95(B4):4833–4856.
- MOLNAR, P., ENGLAND, P. et MARTINOD, J. (1993). Mantle dynamics, uplift of the Tibetan Plateau, and the Indian monsoon. *Reviews of Geophysics*, 31(4):357–396.
- MOLNAR, P. et LYON-CAEN, H. (1988). Some simple physical aspects of the support, structure, and evolution of mountain belts. *Geological Society of America Special Papers*, 218:179–208.
- MONTAGNER, J. et TANIMOTO, T. (1991). Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 96(B12):20337–20351.
- MORGAN, W. (1968). Rises, trenches, great faults, and crustal blocks. *Journal of Geophysical Research*, 73(6):1959–1982.

- MOTTRAM, C., WARREN, C., REGIS, D., ROBERTS, N., HARRIS, N., ARGLES, T. et PARRISH, R. (2014). Developing an inverted Barrovian sequence ; insights from monazite petrochronology. *Earth and Planetary Science Letters*, 403:418–431.
- MUKAI, H., AUSTRHEIM, H., PUTNIS, C. et PUTNIS, A. (2014). Textural Evolution of Plagioclase Feldspar across a Shear Zone : Implications for Deformation Mechanism and Rock Strength. *Journal of Petrology*, page egu030.
- MÜLLER, W., MANCKTELOW, N. et MEIER, M. (2000). Rb–Sr microchrons of synkinematic mica in mylonites : an example from the DAV fault of the Eastern Alps. *Earth and Planetary Science Letters*, 180(3):385–397.
- MÜLLER, W., PROSSER, G., MANCKTELOW, N., VILLA, I., KELLEY, S., VIOLA, G. et OBERLI, F. (2001). Geochronological constraints on the evolution of the Periadriatic Fault System (Alps). *International Journal of Earth Sciences*, 90(3):623–653.
- NABELEK, P., LIU, M. et SIRBESCU, M.-L. (2001). Thermo-rheological, shear heating model for leucogranite generation, metamorphism, and deformation during the Proterozoic Trans-Hudson orogeny, Black Hills, South Dakota. *Partial Melting of Crust and Flow of Orogens*, 342(3–4):371–388.
- NABELEK, P., WHITTINGTON, A. et HOFMEISTER, A. (2010). Strain heating as a mechanism for partial melting and ultrahigh temperature metamorphism in convergent orogens : Implications of temperature-dependent thermal diffusivity and rheology. *J. Geophys. Res.*, 115(B12):B12417.
- NEUBAUER, F., GENSER, J. et HANDLER, R. (2000). The Eastern Alps : result of a two-stage collision process. *Mitt Österr Geol Ges*, 92:117–134.
- NEUBAUER, F., GENSER, J., KURZ, W. et WANG, X. (1999). Exhumation of the Tauern window, Eastern Alps. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A : Solid Earth and Geodesy*, 24(8):675–680.
- NICOLAS, A., BOUCHEZ, J., BLAISE, J. et POIRIER, J. (1977). Geological aspects of deformation in continental shear zones. *Tectonophysics*, 42(1):55–73.
- OLDHAM, R. (1893). A Manual of the Geology of India, stratigraphical and structural. *2nd ed.*
- OLDHAM, R. (1917). The structure of the Himalayas and of the Gangetic plains as elucidated by geodetic observations in India. *Memoirs of the Geological Survey of India*, XLII.
- OLIOT, E., GONCALVES, P. et MARQUER, D. (2010). Role of plagioclase and reaction softening in a metagranite shear zone at mid-crustal conditions (Gotthard Massif, Swiss Central Alps). *Journal of Metamorphic Geology*, 28(8):849–871.
- PAQUET, J., FRANCOIS, P. et NEDELEC, A. (1981). Effect of partial melting on rock deformation : experimental and natural evidences on rocks of granitic compositions. *Tectonophysics*, 78(1): 545–565.
- PARRISH, R. et HODGES, V. (1996). Isotopic constraints on the age and provenance of the Lesser and Greater Himalayan sequences, Nepalese Himalaya. *Geological Society of America Bulletin*, 108(7):904–911.
- PASSCHIER, C. et TROUW, R. (2005). *Microtectonics*, 366 pp.

- PATEL, R., ADLAKHA, V., SINGH, P., KUMAR, Y. et LAL, N. (2011). Geology, structural and exhumation history of the Higher Himalayan Crystallines in Kumaon Himalaya, India. *Journal of the Geological Society of India*, 77(1):47–72.
- PATERSON, M. (1987). Problems in the extrapolation of laboratory rheological data. *Tectonophysics*, 133(1–2):33–43.
- PATERSON, M. et LUAN, F. (1990). Quartzite rheology under geological conditions. *Geological Society, London, Special Publications*, 54(1):299–307.
- PATERSON, M. et WONG, T. (2005). *Experimental rock deformation : the brittle field*, 2nd edition, volume 314. Springer.
- PATIÑO DOUCE, A. (1993). Titanium substitution in biotite : an empirical model with applications to thermometry, O₂ and H₂O barometries, and consequences for biotite stability. *Chemical Geology*, 108(1-4):133–162.
- PAVLIS, T. (1986). The Role of Strain Heating in the Evolution of Megathrusts. *Journal of Geophysical Research*, 91(B12):12407–12422.
- PEACOCK, S. (1987a). Creation and Preservation of Subduction-Related Inverted Metamorphic Gradients. *Journal of Geophysical Research*, 92(B12):12763–12781.
- PEACOCK, S. (1987b). Thermal effects of metamorphic fluids in subduction zones. *Geology*, 15(11):1057.
- PEACOCK, S. (1990a). Fluid Processes in Subduction Zones. *Science*, 248(4953):329–337.
- PEACOCK, S. (1990b). Numerical simulation of metamorphic pressure-temperature-time paths and fluid production in subducting slabs. *Tectonics*, 9(5):1197.
- PEACOCK, S. (1992). Blueschist-facies metamorphism, shear heating, and P-T-t paths in subduction shear zones. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 97(B12):17693–17707.
- PEACOCK, S. (1996). Thermal and petrologic structure of subduction zones. In BEBOUT, E., SCHOLL, W., KIRBY, H. et PLATT, P., éditeurs : *Geophysical Monograph Series*, volume 96, pages 119–133. American Geophysical Union, Washington, D. C.
- PEACOCK, S., RUSHMER, T. et THOMPSON, A. (1994). Partial melting of subducting oceanic crust. *Earth and planetary science letters*, 121(1):227–244.
- PECHER, A. (1978). *Deformations et Metamorphisme Associes a une Zone de Cisaillement. Exemple du Grand Chevauchement Central Himalayen (MCT), Transversale des Annapurna et du Manaslu, Nepal*. Thèse de doctorat, University of Grenoble.
- PECHER, A. (1989). The metamorphism in the Central Himalaya. *Journal of Metamorphic Geology*, 7(1):31–41.
- PENNACCHIONI, G. (2005). Control of the geometry of precursor brittle structures on the type of ductile shear zone in the Adamello tonalites, Southern Alps (Italy). *Journal of Structural Geology*, 27(4):627–644.

- PENNACCHIONI, G. et MANCKTELOW, N. (2007). Nucleation and initial growth of a shear zone network within compositionally and structurally heterogeneous granitoids under amphibolite facies conditions. *Journal of Structural Geology*, 29(11):1757–1780.
- PENNACCHIONI, G. et MANCKTELOW, N. (2013). Initiation and growth of strike-slip faults within intact metagranitoid (Neves area, eastern Alps, Italy). *Geological Society of America Bulletin*, 125(9-10):1468–1483.
- PERESSON, H. et DECKER, K. (1997). The Tertiary dynamics of the northern Eastern Alps (Austria) : changing palaeostresses in a collisional plate boundary. *Tectonophysics*, 272(2):125–157.
- PETRA, V., FRANK, S., FRIEDRICH, F. et AXEL, G. (2011). Magmato-sedimentary Carboniferous to Jurassic evolution of the western Tauern window, Eastern Alps (constraints from U-Pb zircon dating and geochemistry). *International Journal of Earth Sciences*, 100(5):993–1027.
- PETRAKAKIS, K. et DIETRICH, H. (1985). MINSORT-A program for the processing and archiving of microprobe analyses of silicate and oxide minerals. *Neues Jahrbuch für Mineralogie-Monatshefte*, 74(8):379–384.
- PILI, E., RICARD, Y., LARDEAUX, J. et SHEPPARD, S. (1997). Lithospheric shear zones and mantle-crust connections. *Tectonophysics*, 280(1):15–29.
- PINET, C. et JAUPART, C. (1987). The vertical distribution of radiogenic heat production in the Precambrian crust of Norway and Sweden : Geothermal implications. *Geophysical Research Letters*, 14(3):260–263.
- PITRA, P., BALLEVRE, M. et RUFFET, G. (2010). Inverted metamorphic field gradient towards a Variscan suture zone (Champtoceaux Complex, Armorican Massif, France). *Journal of Metamorphic Geology*, 28(2):183–208.
- PLATT, J. (1975). Metamorphic and deformational processes in the Franciscan Complex, California : Some insights from the Catalina Schist terrane. *Geological Society of America Bulletin*, 86(10):1337–1347.
- POIRIER, J. (1980). Shear localization and shear instability in materials in the ductile field. *Journal of Structural Geology*, 2(1):135–142.
- POLINSKI, R. et EISBACHER, G. (1992). Deformation partitioning during polyphase oblique convergence in the Karawanken Mountains, southeastern Alps. *Journal of structural geology*, 14(10):1203–1213.
- POLLACK, H. et CHAPMAN, D. (1977). Mantle heat flow. *Earth and Planetary Science Letters*, 34(2):174–184.
- POLLACK, H., HURTER, S. et JOHNSON, J. (1993). Heat flow from the Earth's interior : Analysis of the global data set. *Reviews of Geophysics*, 31(3):267.
- RAI, S., GUILLOT, S., LE FORT, P. et UPRETI, B. (1998). Pressure–temperature evolution in the Kathmandu and Gosainkund regions, Central Nepal. *Journal of Asian Earth Sciences*, 16(2): 283–298.
- RAMSAY, J. (1980). Shear zone geometry : a review. *Journal of Structural Geology*, 2(1):83–99.

-
- RAMSAY, J. et GRAHAM, R. (1970). Strain variation in shear belts. *Canadian Journal of Earth Sciences*, 7(3):786–813.
- RANALLI, G. (2003). How soft is the crust? *Tectonophysics*, 361(3):319–320.
- RANALLI, G. et MURPHY, D. (1987). Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*, 132(4):281–295.
- RATSCHBACHER, L., FRISCH, W., LINZER, H. et MERLE, O. (1991). Lateral extrusion in the eastern Alps, Part 2 : Structural analysis. *Tectonics*, 10(2):257–271.
- RAY, S. (1947). Zonal metamorphism in the eastern Himalaya and some aspects of local geology. *Quarterly Journal of the Geological, Mining and Metallurgical Society of India*, 19:117–140.
- REGENAUER-LIEB, K. (2001). The Initiation of Subduction : Criticality by Addition of Water? *Science*, 294(5542):578–580.
- REGENAUER-LIEB, K., ROSENBAUM, G. et WEINBERG, R. (2008). Strain localisation and weakening of the lithosphere during extension. *Geodynamics of Lithospheric Extension*, 458(1–4):96–104.
- REGENAUER-LIEB, K., WEINBERG, R. et ROSENBAUM, G. (2006). The effect of energy feedbacks on continental strength. *Nature*, 442(7098):67–70.
- REGENAUER-LIEB, K. et YUEN, D. (1998). Rapid conversion of elastic energy into plastic shear heating during incipient necking of the lithosphere. *Geophysical Research Letters*, 25(14):2737–2740.
- REITAN, P. (1968a). Frictional heat during metamorphism : 2. Quantitative evaluation of concentration of heat generation in space. *Lithos*, 1(3):268–274.
- REITAN, P. (1968b). Frictional heat during metamorphism : quantitative evaluation of concentration of heat generation in time. *Lithos*, 1(2):151–163.
- REITAN, P. (1969). Temperatures with depth resulting from frictionally generated heat during metamorphism. *Geological Society of America Memoirs*, 115:495–512.
- RILLER, U., BOUTELIER, D., SCHRANK, C. et CRUDEN, A. (2010). Role of kilometer-scale weak circular heterogeneities on upper crustal deformation patterns : Evidence from scaled analogue modeling and the Sudbury Basin, Canada. *Earth and Planetary Science Letters*, 297(3):587–597.
- ROBERT, J. (1976). Titanium solubility in synthetic phlogopite solid solutions. *Chemical Geology*, 17:213–227.
- ROSENBERG, C. (2004). Shear zones and magma ascent : a model based on a review of the Tertiary magmatism in the Alps. *Tectonics*, 23(3).
- ROSENBERG, C., BRUN, J., CAGNARD, F. et GAPAIS, D. (2007). Oblique indentation in the Eastern Alps : insights from laboratory experiments. *Tectonics*, 26(2).
- ROWLEY, D. (1996). Age of initiation of collision between India and Asia : A review of stratigraphic data. *Earth and Planetary Science Letters*, 145(1):1–13.
-

- ROYDEN, L. (1993). The steady state thermal structure of eroding orogenic belts and accretionary prisms. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 98(B3):4487–4507.
- ROYDEN, L., BURCHFIEL, B. et van der HILST, R. (2008). The geological evolution of the Tibetan Plateau. *science*, 321(5892):1054–1058.
- RÜPKE, L., MORGAN, J., HORT, M. et CONNOLLY, J. (2004). Serpentine and the subduction zone water cycle. *Earth and Planetary Science Letters*, 223(1):17–34.
- RUPPEL, C. et HODGES, K. (1994). Pressure-temperature-time paths from two-dimensional thermal models : Prograde, retrograde, and inverted metamorphism. *Tectonics*, 13(1):17–44.
- RUTTER, E. et BRODIE, K. (2004). Experimental grain size-sensitive flow of hot-pressed Brazilian quartz aggregates. *Journal of Structural Geology*, 26(11):2011–2023.
- RYBACKI, E., MORALES, L., NAUMANN, M. et DRESEN, G. (2014). Strain localization during high temperature creep of marble : The effect of inclusions. *Tectonophysics*, XX(XX):XX–XX.
- SALTELLI, A. et TARANTOLA, S. (2002). On the Relative Importance of Input Factors in Mathematical Models : Safety Assessment for Nuclear Waste Disposal. *Journal of the American Statistical Association*, 97(459):702–709.
- SANDER, B. (1911). Geologische Studien am Westende der Hohen Tauern. *Bericht. Akad. Wiss. Wien, Denkschrift*, 83:257–319.
- SCHARF, A. (2013). *Lateral extrusion and exhumation of orogenic crust during indentation by rigid Adriatic lithosphere—tectonic evolution of the eastern Tauern Window (Eastern Alps, Austria)*. Thèse de doctorat, Freie Universität Berlin.
- SCHARF, A., HANDY, M., FAVARO, S., SCHMID, S. et BERTRAND, A. (2013). Modes of orogen-parallel stretching and extensional exhumation in response to microplate indentation and roll-back subduction (Tauern Window, Eastern Alps). *International Journal of Earth Sciences*, 102(6):1627–1654.
- SCHMALHOLZ, S., KAUS, B. et BURG, J. (2009). Stress-strength relationship in the lithosphere during continental collision. *Geology*, 37(9):775–778.
- SCHMALHOLZ, S., MEDVEDEV, S., LECHMANN, S. et PODLADCHIKOV, Y. (2014). Relationship between tectonic overpressure, deviatoric stress, driving force, isostasy and gravitational potential energy. *Geophysical Journal International*, 197(2):680–696.
- SCHMID, S., AEBLI, H., HELLER, F. et ZINGG, A. (1989). The role of the Periadriatic Line in the tectonic evolution of the Alps. *Geological Society, London, Special Publications*, 45(1):153–171.
- SCHMID, S., FUGENSCHUH, B., KISSLING, E. et SCHUSTER, R. (2004). Tectonic map and overall architecture of the Alpine orogen. *Eclogae Geologicae Helvetiae*, 97(1):93–117.
- SCHMID, S., SCHARF, A., HANDY, M. et ROSENBERG, C. (2013). The Tauern Window (Eastern Alps, Austria) : a new tectonic map, with cross-sections and a tectonometamorphic synthesis. *Swiss Journal of Geosciences*, 106(1):1–32.
- SCHOLZ, C. (1980). Shear heating and the state of stress on faults. *Journal of Geophysical Research*, 85(B11):6174.

-
- SCHUBERT, G. et YUEN, D. (1978). Shear heating instability in the Earth's upper mantle. *Tectonophysics*, 50(2):197–205.
- SCLATER, J. et FRANCHETEAU, J. (1970). The implications of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the earth. *Geophysical Journal International*, 20(5):509–542.
- SEGALL, P. et SIMPSON, C. (1986). Nucleation of ductile shear zones on dilatant fractures. *Geology*, 14(1):56.
- SEIPOLD, U. (1998). Temperature dependence of thermal transport properties of crystalline rocks — a general law. *Tectonophysics*, 291(1–4):161–171.
- SELVERSTONE, J. (1985). Petrologic constraints on imbrication, metamorphism, and uplift in the SW Tauern Window, eastern Alps. *Tectonics*, 4(7):687–704.
- SELVERSTONE, J. (1988). Evidence for east-west crustal extension in the Eastern Alps : Implications for the unroofing history of the Tauern window. *Tectonics*, 7(1):87–105.
- SELVERSTONE, J., SPEAR, F., FRANZ, G. et MORTEANI, G. (1984). High-pressure metamorphism in the SW Tauern Window, Austria : PT paths from hornblende-kyanite-stauroilite schists. *Journal of Petrology*, 25(2):501–531.
- SHEA, W. et KRONENBERG, A. (1992). Rheology and Deformation Mechanisms of an Isotropic Mica Schist. *Journal of Geophysical Research*, 97(B11):15201–15237.
- SHELTON, G. et TULLIS, J. (1981). Experimental flow laws for crustal rocks. *Eos Trans. AGU*, 62(17):396.
- SHI, Y. et WANG, C. (1987). Two-dimensional modeling of the P-T-t paths of regional metamorphism in simple overthrust terrains. *Geology*, 15(11):1048–1051.
- SIBSON, R. (1977). Fault rocks and fault mechanisms. *Journal of the Geological Society*, 133(3):191–213.
- SIMPSON, C. (1983). Strain and shape-fabric variations associated with ductile shear zones. *Journal of Structural Geology*, 5(1):61–72.
- SIMPSON, C. (1985). Deformation of granitic rocks across the brittle-ductile transition. *Journal of Structural Geology*, 7(5):503–511.
- SIMPSON, C. (1986). Fabric development in brittle-to-ductile shear zones. *pure and applied geophysics*, 124(1-2):269–288.
- SINHA-ROY, S. (1982). Himalayan main central thrust and its implications for Himalayan inverted metamorphism. *Tectonophysics*, 84(2-4):197–224.
- SMIT, J., BRUN, J. et SOKOUTIS, D. (2003). Deformation of brittle-ductile thrust wedges in experiments and nature. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 108(B10).
- SOBOL, I. (1990). On sensitivity estimation for nonlinear mathematical models. *Matematicheskoe Modelirovanie*, 2(1):112–118.
-

- SOMOZA, R. (1998). Updated azca (Farallon)—South America relative motions during the last 40 My : implications for mountain building in the central Andean region. *Journal of South American Earth Sciences*, 11(3):211–215.
- SOMOZA, R. et GHIDELLA, M. (2005). Convergencia en el margen occidental de América del Sur durante el Cenozoico : subducción de las placas de Nazca, Farallón y Aluk. *Revista de la Asociación Geológica Argentina*, 60(4):797–809.
- SOMOZA, R. et GHIDELLA, M. (2012). Late Cretaceous to recent plate motions in western South America revisited. *Earth and Planetary Science Letters*, 331:152–163.
- SOCHE, A., MEDVEDEV, S., ANDERSEN, T. et DABROWSKI, M. (2013). Shear heating in extensional detachments : Implications for the thermal history of the Devonian basins of W Norway. *Tectonophysics*, 608:1073–1085.
- STAUFENBERG, H. (1987). Apatite fission-track evidence for postmetamorphic uplift and cooling history of the Eastern Tauern Window and the surrounding Austroalpine (Central Eastern Alps, Austria). *Jahrb. Geol. Bundesanst*, 130:571–586.
- STEIF, P. (1984). Crack extension under compressive loading. *Engineering Fracture Mechanics*, 20(3):463–473.
- STEWART, M., HOLDSWORTH, R. et STRACHAN, R. (2000). Deformation processes and weakening mechanisms within the frictional–viscous transition zone of major crustal-scale faults : insights from the Great Glen Fault Zone, Scotland. *Journal of Structural Geology*, 22(5):543–560.
- STIPP, M., STUÈNITZ, H., HEILBRONNER, R. et SCHMID, S. (2002). The eastern Tonale fault zone : a ‘natural laboratory’ for crystal plastic deformation of quartz over a temperature range from 250 to 700 C. *Journal of Structural Geology*, 24(12):1861–1884.
- STÜWE, K. (1998). Heat sources of Cretaceous metamorphism in the Eastern Alps—a discussion. *Tectonophysics*, 287(1):251–269.
- STÍPSKÁ, P. et SCHULMANN, K. (1995). Inverted metamorphic zonation in a basement-derived nappe sequence, eastern margin of the Bohemian Massif. *Geological Journal*, 30(3-4):385–413.
- TAKEDA, Y. et GRIERA, A. (2006). Rheological and kinematical responses to flow of two-phase rocks. *Tectonophysics*, 427(1):95–113.
- TAPPONNIER, P., ZHIQIN, X., ROGER, F., MEYER, B., ARNAUD, N., WITTLINGER, G. et JINGSUI, Y. (2001). Oblique stepwise rise and growth of the Tibet Plateau. *science*, 294(5547):1671–1677.
- TEYSSIER, C. et TIKOFF, B. (1998). Strike-slip partitioned transpression of the San Andreas fault system : a lithospheric-scale approach. *Geological Society, London, Special Publications*, 135(1):143–158.
- TOKSÖZ, M. et BIRD, P. (1977). Modelling of temperatures in continental convergence zones. *Tectonophysics*, 41(1–3):181–193.
- TOKSÖZ, M., MINEAR, J. et JULIAN, B. (1971). Temperature Field and Geophysical Effects of a Downgoing Slab. *J. Geophys. Res.*, 76(5):1113–1138.

- TOURIGNY, G. et TREMBLAY, A. (1997). Origin and incremental evolution of brittle/ductile shear zones in granitic rocks : natural examples from the southern Abitibi Belt, Canada. *Journal of Structural Geology*, 19(1):15–27.
- TREMBLAY, A. et MALO, M. (1991). Significance of brittle and plastic fabrics within the Masawippi Lake fault zone, southern Canadian Appalachians. *Journal of structural geology*, 13(9):1013–1023.
- TULLIS, J., DELL'ANGELO, L. et YUND, R. (1990). Ductile shear zones from brittle precursors in feldspathic rocks : the role of dynamic recrystallization. *The brittle-ductile Transition in Rocks*, pages 67–81.
- TULLIS, J. et WENK, H. (1994). Effect of muscovite on the strength and lattice preferred orientations of experimentally deformed quartz aggregates. *Materials Science and Engineering*, 175(1):209–220.
- TULLIS, T., HOROWITZ, F. et TULLIS, J. (1991). Flow Laws of Polyphase Aggregates from End-Member Flow Laws. *Journal of Geophysical Research*, 96(B5):8081–8096.
- TURCOTTE, D. et SCHUBERT, G. (2002). *Geodynamics, 2nd edition*. Cambridge University Press.
- URAI, J., MEANS, W. et LISTER, G. (1986). Dynamic recrystallization of minerals. *Mineral and Rock Deformation : Laboratory Studies : The Paterson Volume*, pages 161–199.
- USTASZEWSKI, K., SCHMID, S., FÜGENSCHUH, B., TISCHLER, M., KISSLING, E. et SPAKMAN, W. (2008). A map-view restoration of the Alpine-Carpathian-Dinaridic system for the Early Miocene. *Swiss Journal of Geosciences*, 101(1):273–294.
- VANNAY, J. et GRASEMANN, B. (1998). Inverted metamorphism in the High Himalaya of Himachal Pradesh (NW India) : phase equilibria versus thermobarometry. *Schweizerische Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*, 78(1):107–132.
- VANNAY, J., GRASEMANN, B., RAHN, M., FRANK, W., CARTER, A., BAUDRAZ, V. et COSCA, M. (2004). Miocene to Holocene exhumation of metamorphic crustal wedges in the NW Himalaya : Evidence for tectonic extrusion coupled to fluvial erosion. *Tectonics*, 23(1).
- VANNAY, J. et HODGES, K. (1996). Tectonometamorphic evolution of the Himalayan metamorphic core between the Annapurna and Dhaulagiri, central Nepal. *Journal of Metamorphic Geology*, 14(5):635–656.
- VANNAY, J., SHARP, Z. et GRASEMANN, B. (1999). Himalayan inverted metamorphism constrained by oxygen isotope thermometry. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 137(1-2):90–101.
- VAUCHEZ, A. (1987). The development of discrete shear-zones in a granite : stress, strain and changes in deformation mechanisms. *Tectonophysics*, 133(1-2):137–156.
- VESELÁ, P. et LAMMERER, B. (2008). The Pfitsch-Mörchner Basin, an example of the post-Variscan sedimentary evolution in the Tauern Window (Eastern Alps). *Swiss Journal of Geosciences*, 101(1):73–88.
- VESELÁ, P., LAMMERER, B., WETZEL, A., SÖLLNER, F. et GERDES, A. (2008). Post-Variscan to Early Alpine sedimentary basins in the Tauern window (eastern Alps). *Geological Society, London, Special Publications*, 298(1):83–100.

- VIDAL, P., COCHERIE, A. et LE FORT, P. (1982). Geochemical investigations of the origin of the Manaslu leucogranite (Himalaya, Nepal). *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 46(11):2279–2292.
- VINE, F. et MATTHEWS, D. (1963). Magnetic anomalies over oceanic ridges. *Nature*, pages 947–949.
- VON LOCZY, L. (1907). Beobachtungen im östlichen Himalaya (vom 8. bis 28. Febr., 1878). *Földraszi Közlemenyek*, 35:1–24.
- VOSTEEN, H. et SCHELLSCHMIDT, R. (2003). Influence of temperature on thermal conductivity, thermal capacity and thermal diffusivity for different types of rock. *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C*, 28(9):499–509.
- WAGREICH, M. (1993). Subcrustal tectonic erosion in orogenic belts—a model for the Late Cretaceous subsidence of the Northern Calcareous Alps (Austria). *Geology*, 21(10):941–944.
- WAPLES, D. et WAPLES, J. (2004). A review and evaluation of specific heat capacities of rocks, minerals, and subsurface fluids. Part 1 : Minerals and nonporous rocks. *Natural resources research*, 13(2):97–122.
- WARREN, J. et HIRTH, G. (2006). Grain size sensitive deformation mechanisms in naturally deformed peridotites. *Earth and Planetary Science Letters*, 248(1):438–450.
- WATKINS, K. (1985). Geothermometry and geobarometry of inverted metamorphic zones in the W central Scottish Dalradian. *Journal of the Geological Society*, 142(1):157–165.
- WATTS, A. et BUROV, E. (2003). Lithospheric strength and its relationship to the elastic and seismogenic layer thickness. *Earth and Planetary Science Letters*, 213(1):113–131.
- WATTS, M. et WILLIAMS, G. (1983). Strain geometry, microstructure and mineral chemistry in metagabbro shear zones : a study of softening mechanisms during progressive mylonitization. *Journal of Structural Geology*, 5(5):507–517.
- WEBB, A., YIN, A., HARRISON, T., CÉLÉRIER, J., GEHRELS, G., MANNING, C. et GROVE, M. (2011). Cenozoic tectonic history of the Himachal Himalaya (northwestern India) and its constraints on the formation mechanism of the Himalayan orogen. *Geosphere*, 7(4):1013–1061.
- WEGENER, A. (1912). Die entstehung der kontinente. *Geologische Rundschau*, 3(4):276–292.
- WEGENER, A. (1920). *Die entstehung der kontinente und ozeane*, volume 66. F. Vieweg.
- WHITE, S., BURROWS, S., CARRERAS, J., SHAW, N. et HUMPHREYS, F. (1980). On mylonites in ductile shear zones. *Journal of Structural Geology*, 2(1–2):175–187.
- WHITNEY, D. et EVANS, B. (2010). Abbreviations for names of rock-forming minerals. *American mineralogist*, 95(1):185.
- WHITTINGTON, A., HOFMEISTER, A. et NABELEK, P. (2009). Temperature-dependent thermal diffusivity of the Earth's crust and implications for magmatism. *Nature*, 458(7236):319–321.
- WILLETT, S., BEAUMONT, C. et FULLSACK, P. (1993). Mechanical model for the tectonics of doubly vergent compressional orogens. *Geology*, 21(4):371–374.

- WILLIAMS, G. et DIXON, J. (1982). Reaction and Geometrical Softening in Granitoid. *Textures and microstructures*, 4:223–239.
- WILLIAMS, H. et SMYTH, W. (1973). Metamorphic aureoles beneath ophiolite suites and alpine peridotites ; tectonic implications with west Newfoundland examples. *American Journal of Science*, 273(7):594–621.
- WOBUS, C., HODGES, K. et WHIPPLE, K. (2003). Has focused denudation sustained active thrusting at the Himalayan topographic front? *Geology*, 31(10):861–864.
- WOLLENBERG, H. et SMITH, A. (1987). Radiogenic heat production of crustal rocks : An assessment based on geochemical data. *Geophysical Research Letters*, 14(3):295–298.
- XIAO, X., WIRTH, R. et DRESEN, G. (2002). Diffusion creep of anorthite-quartz aggregates. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 107(B11):ECV–6.
- YEATS, R. et THAKUR, V. (1998). Reassessment of earthquake hazard based on a fault-bend fold model of the Himalayan plate-boundary fault. *Current Science*, 74(3):230–233.
- YIN, A. (2006). Cenozoic tectonic evolution of the Himalayan orogen as constrained by along-strike variation of structural geometry, exhumation history, and foreland sedimentation. *Earth-Science Reviews*, 76(1):1–131.
- YIN, A. et HARRISON, T. (2000). Geologic Evolution of the Himalayan-Tibetan Orogen. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 28(1):211–280.
- YUEN, D., FLEITOUT, L., SCHUBERT, G. et FROIDEVAUX, C. (1978). Shear deformation zones along major transform faults and subducting slabs. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 54(1):93–119.
- ZHANG, P., SHEN, Z., WANG, M., GAN, W., BÜRGMANN, R., MOLNAR, P., WANG, Q., NIU, Z., SUN, J., WU, J., HANRONG, S. et XINZHAO, Y. (2004). Continuous deformation of the Tibetan Plateau from global positioning system data. *Geology*, 32(9):809–812.
- ZIMMERMANN, R., HAMMERSCHMIDT, K. et FRANZ, G. (1994). Eocene high pressure metamorphism in the Penninic units of the Tauern Window (Eastern Alps) : evidence from ^{40}Ar - ^{39}Ar dating and petrological investigations. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 117(2):175–186.
- ZOTH, G. et HAENEL, R. (1988). Thermal conductivity. In HAENEL, R., RYBACH, L. et STEGENA, L., éditeurs : *Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination*, pages 449–468. Springer.

Annexes

A Analyse statistique de sensibilité globale de Sobol : résultats complémentaires

Dans cette annexe sont répertoriés des résultats complémentaires relatifs à l'acquisition des indices statistiques de sensibilité globale de Sobol des sorties du modèle d'analyse dimensionnelle par rapport à chacune des variables d'entrée.

A.1 Zones de cisaillement intra-continentales : espérances complètes et variances des indices de Sobol

Le tableau A1 reprend le tableau 4.1 (page 96, dans la section 4.6), mais complété avec les indices calculés affectés aux entrées non-appelées par les sorties considérées. Toutes ces valeurs correspondent à des moyennes, \bar{S} calculées sur 100 indices de Sobol de chaque sortie par rapport à chaque paramètre (Eq. 4.5) — chacun de ces indices ayant été calculé sur la base d'un million d'exécutions de l'analyse dimensionnelle (*cf.* section 4.5). Le tableau A2 rassemble les variances calculées sur les ces ensembles d'indices de Sobol (Eq. 4.5).

Les indices de Sobol moyennés pour les variables non-appelées (Tab. A1) s'établissent systématiquement autour de $1.0 \cdot 10^{-3}$. Les variances correspondantes sont toutes de l'ordre de 10^{-9} , soit un écart-type de l'ordre de $10^{-4.5}$ à plus d'un ordre de grandeur de la moyenne. Ces valeurs, très faibles, correspondent à un extrema des indices de Sobol calculables, *i.e.* les indices correspondant à une corrélation nulle de la sortie avec l'entrée.

Plus la variabilité d'une entrée se répercute sur la variabilité d'une sortie, *i.e.* plus S augmente, plus la variance associée s'accroît (Tabs. A1 et A2). Cela suit une tendance linéaire à partir des logarithmes de base 10, illustrée dans la figure A1.

A.2 Indices de sensibilité intégrant de larges gammes de vitesses et de viscosités

Sont présentés dans le tableau A3 les indices de sensibilité globale de Sobol moyennés \bar{S} des sorties du modèle d'analyse dimensionnelle pour des gammes étendues de vitesses V et de viscosités η , $[1; 12] \text{ cm.yr}^{-1}$ et $[10^{16}; 10^{22}] \text{ Pa.s}$, respectivement.

input X_i	$\bar{S}(Dif/t_c)$	$\bar{S}(Adv/t_c)$	$\bar{S}(Pro/t_c)$	$\bar{S}(Pe)$	$\bar{S}(Br)$	$\bar{S}(R_{Dif})$	$\bar{S}(R_{Adv})$	$\bar{S}(R_{Pro})$
z_f	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$
V	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.098	0.023	0.072	0.088	0.200	0.022	0.086
$\log_{10}(\eta)$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.102	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.405	0.351	0.085	0.625
h	0.751	0.276	0.187	0.128	0.072	$6.0 \cdot 10^{-3}$	0.207	0.117
$\psi \mid \theta$ (a)	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.147	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.107	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.054	0.113	$5.6 \cdot 10^{-3}$
$\psi \mid \theta$ (b)	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.273	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.199	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.144	0.296	0.012
k	0.106	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.012	0.202	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.074	0.157	$7.7 \cdot 10^{-3}$
ρ	$5.5 \cdot 10^{-3}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
Cp	0.011	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	0.012	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	0.011	$1.4 \cdot 10^{-3}$
Hr_0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.011	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	0.014
z_r	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	0.019	0.012	$3.8 \cdot 10^{-3}$	0.021
Q	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.013	$7.2 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	0.012

TABLE A1 – Espérances des indices de sensibilité globale de Sobol (Tab. 4.1 complété).

input X_i	$\sigma_S^2(Dif/t_c)$	$\sigma_S^2(Adv/t_c)$	$\sigma_S^2(Pro/t_c)$	$\sigma_S^2(Pe)$	$\sigma_S^2(Br)$	$\sigma_S^2(R_{Dif})$	$\sigma_S^2(R_{Adv})$	$\sigma_S^2(R_{Pro})$
z_f	$1.8 \cdot 10^{-9}$	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$4.0 \cdot 10^{-9}$	$2.1 \cdot 10^{-9}$	$7.7 \cdot 10^{-9}$	$6.3 \cdot 10^{-9}$	$2.4 \cdot 10^{-9}$	$9.8 \cdot 10^{-9}$
V	$2.0 \cdot 10^{-9}$	$9.1 \cdot 10^{-6}$	$4.3 \cdot 10^{-7}$	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$9.2 \cdot 10^{-7}$	$7.8 \cdot 10^{-6}$
$\log_{10}(\eta)$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	$2.4 \cdot 10^{-9}$	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$4.9 \cdot 10^{-5}$	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$5.2 \cdot 10^{-5}$
h	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$6.3 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$4.7 \cdot 10^{-8}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
$\psi \theta$ (a)	$2.5 \cdot 10^{-9}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-9}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-9}$	$2.8 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$5.2 \cdot 10^{-8}$
$\psi \theta$ (b)	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$8.3 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$5.3 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-9}$	$2.4 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$
k	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$7.3 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-7}$
ρ	$3.1 \cdot 10^{-8}$	$2.8 \cdot 10^{-9}$	$4.3 \cdot 10^{-9}$	$3.4 \cdot 10^{-8}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	$1.4 \cdot 10^{-8}$	$3.1 \cdot 10^{-8}$	$3.2 \cdot 10^{-9}$
Cp	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$1.8 \cdot 10^{-9}$	$7.8 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$3.3 \cdot 10^{-8}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$5.1 \cdot 10^{-9}$
Hr_0	$1.4 \cdot 10^{-9}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$1.8 \cdot 10^{-8}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$8.5 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$	$2.2 \cdot 10^{-7}$
z_r	$2.7 \cdot 10^{-9}$	$2.3 \cdot 10^{-9}$	$3.2 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$2.7 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$2.0 \cdot 10^{-8}$	$4.0 \cdot 10^{-7}$
Q	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	$2.3 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$6.4 \cdot 10^{-8}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$

TABLE A2 – Variances respectives aux indices de sensibilité globale de Sobol présentés dans les tableaux 4.1 et A1.

input X_i	$\bar{S}(Dif/t_c)$	$\bar{S}(Adv/t_c)$	$\bar{S}(Pro/t_c)$	$\bar{S}(Pe)$	$\bar{S}(Br)$	$\bar{S}(R_{Dif})$	$\bar{S}(R_{Adv})$	$\bar{S}(R_{Pro})$
z_f	—	—	$1.1 \cdot 10^{-3}$	—	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
V	—	0.212	0.013	0.161	0.043	0.216	0.039	0.030
$\log_{10}(\eta)$	—	—	0.113	—	0.386	0.407	0.469	0.877
h	0.751	0.210	0.048	0.100	0.016	0.018	0.083	0.016
$\psi \theta$ (a)	—	0.111	—	0.084	—	0.032	0.047	$2.5 \cdot 10^{-3}$
$\psi \theta$ (b)	—	0.209	—	0.158	—	0.117	0.159	$5.0 \cdot 10^{-3}$
k	0.105	—	$3.8 \cdot 10^{-3}$	0.159	—	0.037	0.056	$3.0 \cdot 10^{-3}$
ρ	$5.5 \cdot 10^{-3}$	—	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	—	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
C_p	0.011	—	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	—	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
Hr_0	—	—	$1.7 \cdot 10^{-3}$	—	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-3}$
z_r	—	—	$2.1 \cdot 10^{-3}$	—	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$
Q	—	—	$1.8 \cdot 10^{-3}$	—	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$

TABLE A3 – Mêmes indices de sensibilité globale de Sobol que dans le tableau 4.1, mais en considérant des vitesses pouvant atteindre 12 cm.yr^{-1} et des gammes de viscosité plus vastes, de 10^{16} à 10^{22} Pa.s. L'absence de valeur ("—") indique que l'entrée correspondante n'est pas appelée dans la définition de la sortie considérée.

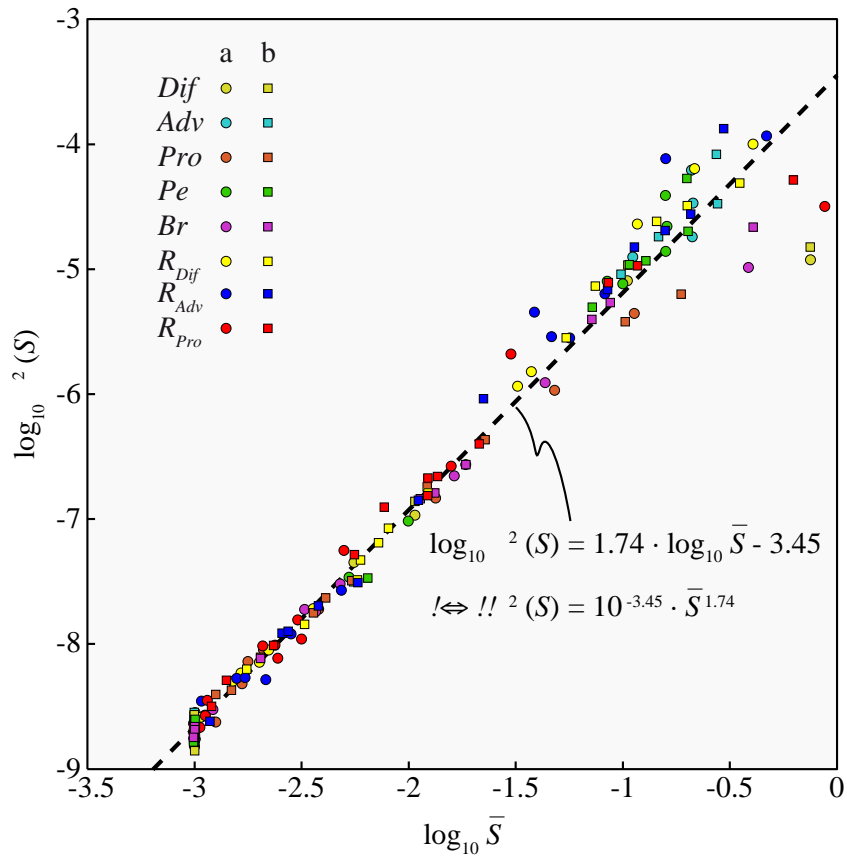


FIGURE A1 – Variances σ^2 des indices de Sobol S en fonction des moyennes \bar{S} . Les couleurs, à simple titre indicatif, correspondent aux différentes sorties pour lesquelles ont été calculés les indices. Les cercles (a) correspondent aux indices S calculés sur les analyses réalisées à partir de gammes de valeurs d'entrées relatives aux zones de cisaillement intra-continentales (Tab. A1). Les carrés (b) concernent les indices calculés pour des gammes de vitesses et de viscosités étendues (Tab. A3, annexe A.2).

B Résultats complémentaires de l'analyse numérique thermo-cinématique avec viscosité non-linéaire et différents profils cinématiques

B.1 Influence de l'épaisseur h de la zone de chevauchement [ωq , $\dot{\epsilon}_{II}$ homogène]

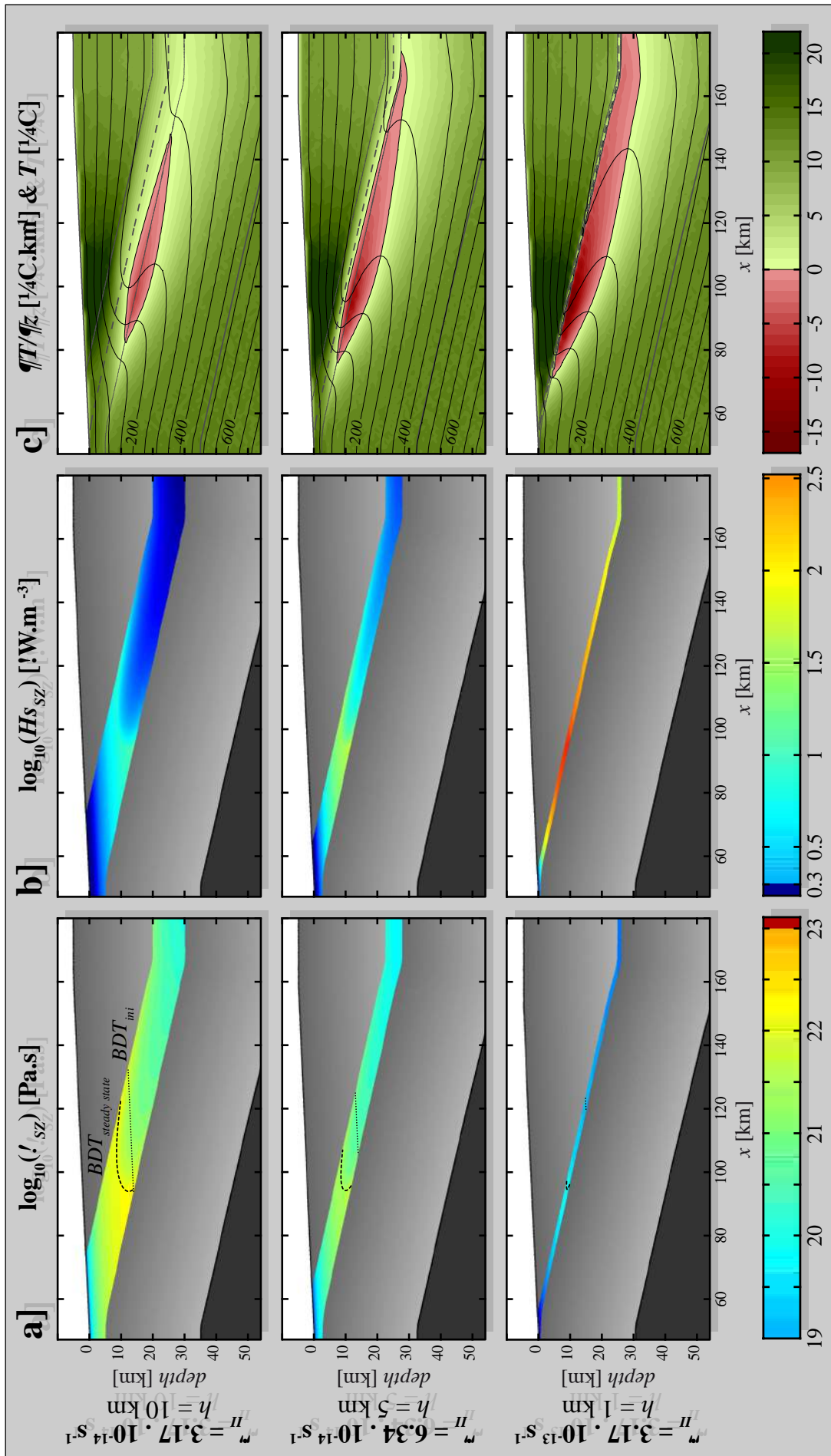
La figure B2 reflète l'importance de l'épaisseur h de la zone de chevauchement tout en considérant une vitesse de convergence constante ($V_c = 2 \text{ cm.yr}^{-1}$) et des paramètres de fluage identiques (ωq). Initialement, les profondeurs de la BDT sont très similaires pour les différentes vitesses de déformation homogènes respectives à chaque valeurs de h (une quinzaine de kilomètres ; Figs. 7.2b, page 177, et B2a). Cependant, les profils de viscosité diffèrent d'environ un ordre de grandeur entre les schémas extrêmes (Fig. 7.2b, page 177).

Dans le domaine fragile et à une profondeur donnée, le shear heating est linéairement proportionnel à la vitesse de déformation (Eq. 7.12, page 174). Le shear heating cumulé au travers de la zone de cisaillement (*i.e.* son intégrale sur l'épaisseur h) est alors seulement dépendant de la vitesse de convergence. Dans le domaine ductile, l'exposant n étant toujours > 1 , le shear heating (Eq. 7.9, page 174) cumulé au travers du chevauchement augmente pour des zones de cisaillement plus étroites (Fig. B2b).

En conséquence, le budget thermique pour des zones de cisaillement établies sur des épaisseurs différentes atteste de sensibles contrastes dans le domaine ductile (Fig. B2c). L'incrément thermique total au travers de la zone de cisaillement y est d'autant plus grand et plus concentré que h est faible. L'inversion thermique est alors nettement plus marquée, plus intense et plus étendue pour h petit (Fig. B2c).

Du point de vue des contributions thermiques adimensionnées, le shear heating (R_{Pro} ; Eq. 11 de l'article 2, chapitre 3, page 43) domine d'autant plus le budget thermique que h est petit (Eq. 4.12, page 105). Cette tendance est donc accrue dans le domaine ductile.

FIGURE B2 (following page) – Influence de l'épaisseur h de la zone de chevauchement [ωq , $\dot{\epsilon}_{II}$ homogène]. États à $t = 10 \text{ Myrs}$ (état thermique stationnaire atteint) des champs a) de la viscosité η_{SZ} en \log_{10} , b) du shear heating H_{SZ} en \log_{10} et c) de l'état thermique comprenant le champ thermique T (lignes noires : isothermes) et le champ du gradient thermique vertical $\partial T / \partial z$ (fond coloré) Sur a), les transitions fragile-ductile (BDT) initiale et au temps considéré sont représentées par les lignes pointillées fines et épaisses, respectivement. Sur c), la zone rose correspond au domaine concerné par l'inversion thermique instantanée verticale ($\partial T / \partial z \leq 0$).



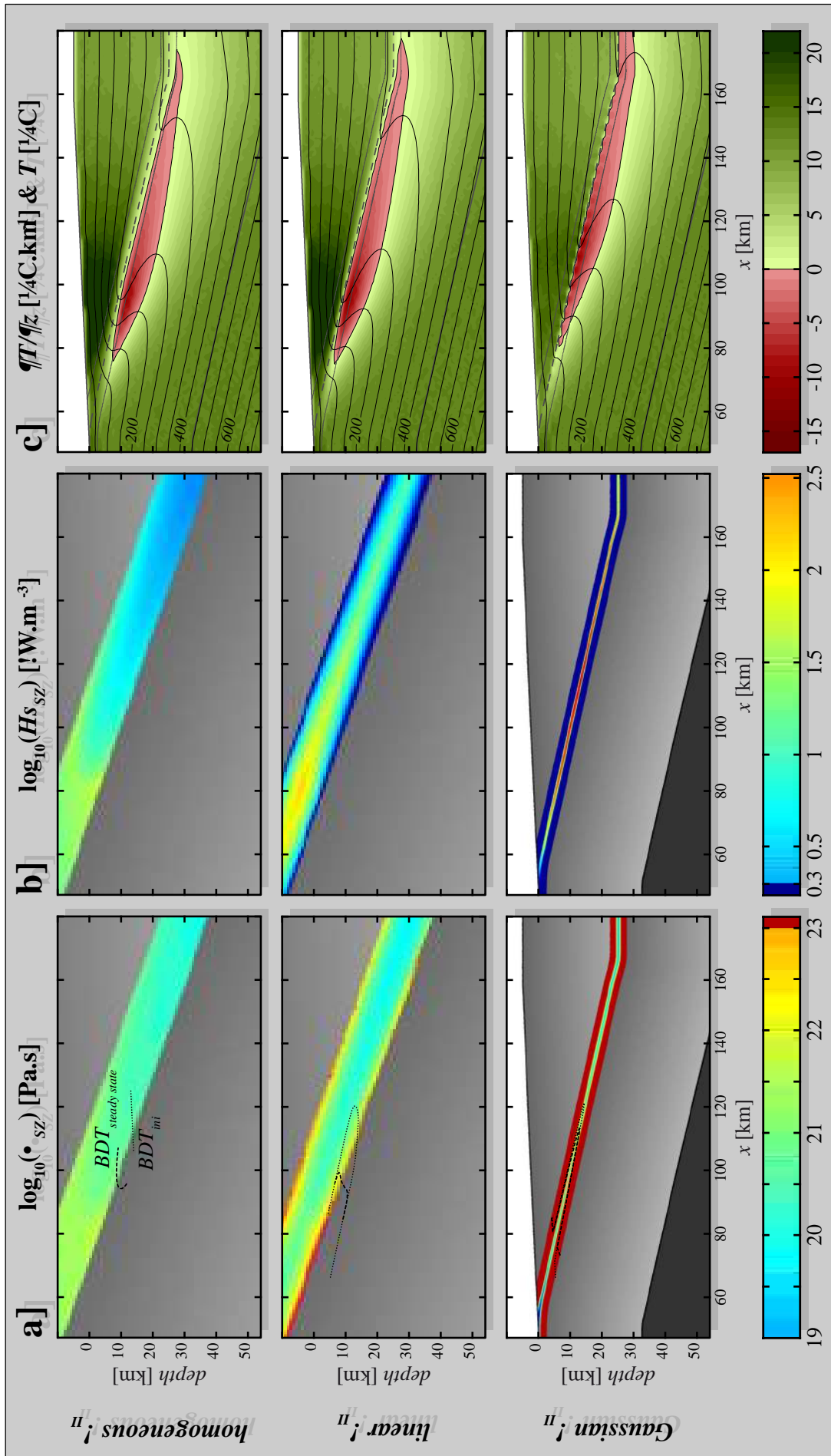
B.2 Influence de la variabilité du profil cinématique [wq , $h = 5 \text{ km}$]

La figure B3 reflète l'importance de la variabilité du profil cinématique au travers de la zone de chevauchement tout en considérant une vitesse de convergence constante ($Vc = 2 \text{ cm.yr}^{-1}$), une épaisseur cisailée identique $h = 5 \text{ km}$ et des paramètres de fluage identiques (wq). Les profondeurs initiales respectives de la BDT sont très semblables entre les deux premiers modèles ($\dot{\epsilon}_{II}$ homogène et linéaire), soit $\sim z = 15 \text{ km}$ sur l'ensemble de la zone de cisaillement, à l'exception des bordures cisailées dans le second cas (Fig. B3a). La variabilité du profil cinématique entre ces deux modèles influence la façon dont les champs de viscosité (Fig. B3a) et de shear heating (Fig. B3b) sont distribués, mais n'impacte pas de manière significative sur leurs intensités globalement atteintes. Les BDT finales respectives suivent donc des tendances différentes, mais qui s'établissent approximativement à la même profondeur $z \approx 10 \text{ km}$ (Fig. B3a). Les champs thermiques qui en résultent sont par conséquent très similaires.

Lorsque la vitesse de déformation est plus localisée (profil Gaussien, dernier cas), la BDT initiale s'établit à très faible profondeur aux bordures épaisses peu déformées ($z < 10 \text{ km}$) et plonge drastiquement à plus de 15 km de profondeur au cœur de la zone de cisaillement (Fig. B3a). De par l'intense vitesse de déformation localisée, le shear heating élevé correspondant (Fig. B3b) permet l'élévation significative des températures aux abords de l'ensemble de la zone de cisaillement et le développement d'une perturbation thermique d'intensité et d'étendue spatiale similaire aux deux premiers cas (Fig. B3c).

Les résultats présentés dans cette section et la section précédente posent donc un problème important. En effet, ils montrent que le raccourcissement de l'épaisseur cisailée catalyse le réchauffement et la perturbation thermique aux abords de la zone de cisaillement dans le domaine ductile, et par conséquent la remontée locale de la BDT vers de plus faibles profondeurs (Fig. B2). À l'opposé, la localisation intense de la déformation au cœur de la zone de chevauchement montre des résultats très similaires aux cas à profil cinématique diffus (Fig. B3). Une explication possible est purement technique. Dans le sens où la thermique est résolue sur la base d'une grille de résolution spatiale de 1 km , la simulation d'une concentration intense du cisaillement sur une épaisseur inférieure à cette dimension comporte un risque conséquent d'être affectée par la surimposition d'erreurs numériques à chaque étape d'interpolation. De nouveaux modèles sur la base de résolutions spatiales affinées sont donc à réaliser parmi les perspectives de ce travail. Un examen purement analytique fondé sur les équations de non-linéarité de la viscosité et les conditions limites (vitesse de déformation constante) pourrait également permettre de valider l'impact de la localisation de la déformation sur le champ thermique aux abords et au seuil de la zone cisailée. Au contraire, le développement analytique pourrait également révéler un changement de régime thermique à partir d'une valeur limite

FIGURE B3 (following page) – Influence de la variabilité du profil cinématique au travers de la zone de chevauchement [wq , $h = 5 \text{ km}$]. États à $t = 10 \text{ Myrs}$ (état thermique stationnaire atteint) des champs a) de la viscosité η_{SZ} en \log_{10} , b) du shear heating H_{sSZ} en \log_{10} et c) de l'état thermique comprenant le champ thermique T (lignes noires : isothermes) et le champ du gradient thermique vertical $\partial T / \partial z$ (fond coloré) Sur a), les transitions fragile-ductile (BDT) initiale et au temps considéré sont représentées par les lignes pointillées fines et épaisses, respectivement. Sur c), la zone rose correspond au domaine concerné par l'inversion thermique instantanée verticale ($\partial T / \partial z \leq 0$).



d'un paramètre sans dimension à l'instar des travaux de Gavis et Laurence (1968a,b), Schubert et Yuen (1978) ou Brun et Cobbold (1980) par exemple, qui mettent en avant un seuil rhéologique critique du nombre de Brinkman Br à contraintes constantes. Des essais analytiques à vitesses de déformation constantes pourraient donc être réalisés afin de déterminer si une baisse théorique de l'impact de la localisation de la déformation sur l'évolution thermique ne peut pas être envisagée.

C Compléments à l'étude des PSZ du Zillertal.

C.1 Synthèse des minéraux rencontrés

MINERAL	ABBR.	CHEMICAL COMPOSITION
Quartz	qz	Si O ₂
K-feldspar	kfs	K [Si ₃ Al O ₈]
Plagioclases :	pl	
• Albite	ab	Na [Si ₃ Al O ₈]
• Anorthite	an	Ca [Si ₂ Al ₂ O ₈]
Biotite	bt	K (Mg, Fe) ₃ [Si ₃ Al O ₁₀ (OH, F) ₂]
Chlorite	chl	(Mg, Fe, Al) ₃ Mg ₃ [(Si, Al) ₄ O ₁₀ (OH) ₂] (OH) ₆
White Micas :		
• Muscovite	ms	K Al ₂ [Si ₃ Al O ₁₀ (OH, F) ₂]
• Paragonite	pg	Na Al ₂ [Si ₃ Al O ₁₀ (OH, F) ₂]
• Phengite	ph	K ₂ (Fe, Mg) Al ₃ [Si ₇ Al O ₂₀ (OH, F) ₄]
Epidotes :	ep	
• Epidote (<i>s.s.</i>)	ep	Ca ₂ Fe ³⁺ Al ₂ (Si O ₄) (Si ₂ O ₇) O (OH)
• Zoïsite	zo	Ca ₂ Al ₃ (Si O ₄) (Si ₂ O ₇) O (OH)
• Piemontite	pmt	Ca ₂ Mn ³⁺ Al ₂ (Si O ₄) (Si ₂ O ₇) O (OH)
• Allanite	aln	(Ca, X _{REE}) ₂ Fe ³⁺ Al ₂ (Si O ₄) (Si ₂ O ₇) O (OH)]
Garnets :	grt	
• Almandine	alm	Fe ₃ ²⁺ Al ₂ ³⁺ [Si O ₄] ₃
• Pyrope	prp	Mg ₃ ²⁺ Al ₂ ³⁺ [Si O ₄] ₃
• Spessartine	sps	Mn ₃ ²⁺ Al ₂ ³⁺ [Si O ₄] ₃
• Grossularite *	grs	Ca ₃ ²⁺ Al ₂ ³⁺ [Si O ₄] ₃
• Andradite *	adr	Ca ₃ ²⁺ Fe ₂ ³⁺ [Si O ₄] ₃
• Uvarovite *	uv	Ca ₃ ²⁺ Cr ₂ ³⁺ [Si O ₄] ₃
Sphene (Titanite)	spn	Ca Ti [Si O ₄] O
Apatite (<i>group</i>)	ap	(Ca ₅ [P O ₄]) ⁺ X ⁻

TABLE C4 – Compositions chimiques des différentes phases minérales rencontrées dans la méta-granodiorite du Zillertal. Les abréviations sont définies selon la nomenclature de Kretz (1983), complétée ou modifiée (quartz) d'après Whitney et Evans (2010). X fait référence aux éléments chimiques annexes d'une formule. En particulier, X_{REE} fait référence aux terres rares (Rare Earth Elements) — pour l'allanite : Ce, La, Nd, Y. * : indique les grenats qui appartiennent à la série calcique, dont la dénomination générale est l'Ugrandite (*ugr*).

C.2 Données brutes de l'analyse chimique sur roche totale

Analyte	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₂	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	TiO ₂	P ₂ O ₅	MnO	Cr ₂ O ₃	Ba	Ni	Sr	Zr	Y	Nb	Sc	
Unit	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	ppm	ppm	ppm	ppm	ppm	ppm	ppm	ppm	
MDL	0.01	0.01	0.04	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.002	5	20	2	5	3	5	1	
Sample Zi13-09 : PSZ clearly established and developed																			
γ	63.61	16.64	5.38	1.70	4.54	4.11	2.13	0.63	0.17	0.08	0.009	359	26	259	224	29	21	11	
SZ $_{\gamma}$	63.89	16.18	5.42	1.82	4.11	4.29	2.14	0.65	0.18	0.09	0.009	278	<20	241	235	31	17	12	
SZ	63.03	16.39	5.84	2.02	3.76	4.40	2.51	0.69	0.18	0.09	0.007	367	21	235	243	34	19	13	
SZ _H	63.84	16.62	5.01	1.72	3.74	4.74	2.31	0.57	0.18	0.08	0.007	432	25	265	231	26	14	10	
H	65.30	15.65	4.64	1.41	4.45	3.75	2.45	0.61	0.17	0.08	0.008	686	<20	292	234	29	16	11	
Sample Zi13-07 : mylonitic SZ																			
SZ	63.13	16.02	5.65	1.86	4.61	3.90	2.27	0.65	0.18	0.09	0.008	511	<20	261	213	31	14	13	
Myl	63.68	15.32	5.34	1.33	5.25	4.19	1.65	0.55	0.16	0.08	0.009	377	<20	284	184	29	15	11	
Sample Zi13-15 : sub-mylonitic PSZ																			
γ	66.82	16.47	3.80	1.13	3.69	4.55	1.96	0.40	0.11	0.06	0.009	483	22	267	152	13	20	8	
SZ	69.55	14.79	3.79	1.17	3.10	3.81	2.24	0.43	0.13	0.06	0.009	578	<20	215	161	12	18	6	

TABLE C5 – Résultats bruts de l'analyse chimique sur roche totale sur trois échantillons du Zillertal. Laboratoire d'analyse : AcmeLabs™, Vancouver, Canada. Abréviations des points de prélèvement : γ and H : undeformed outer metagranodiorite and "halo", resp. SZ and Myl : unmylonitic and mylonitic shear zones, resp. MDL : Method Detection Limit.

C.3 Données traitées de l'analyse chimique sur roche totale

Oxyde	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₂	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	TiO ₂	P ₂ O ₅	MnO	Cr ₂ O ₃	
Mox	60.084	101.961	159.689	40.304	56.078	61.979	94.196	79.866	141.945	70.937	151.991	
Cation	Si ⁴⁺	Al ³⁺	Fe ³⁺	Mg ²⁺	Ca ²⁺	Na ⁺	K ⁺	Ti ⁴⁺	P ⁵⁺	Mn ²⁺	Cr ³⁺	
Sample Zi13-09 : PSZ clearly established and developed												
γ	n	1.0587	0.3264	0.0674	0.0422	0.0810	0.1326	0.0452	0.0079	0.0024	0.0011	0.0001
	n%	59.9827	18.4931	3.8177	2.3898	4.5869	7.5143	2.5623	0.4469	0.1357	0.0639	0.0067
	n+	4.2347	0.9792	0.2021	0.0844	0.1619	0.1326	0.0452	0.0316	0.0120	0.0023	0.0004
	n+%	71.9417	16.6351	3.4341	1.4331	2.7507	2.2531	0.7683	0.5360	0.2035	0.0383	0.0060
SZ _{γ}	n	1.0633	0.3174	0.0679	0.0452	0.0733	0.1384	0.0454	0.0081	0.0025	0.0013	0.0001
	n%	60.3151	18.0022	3.8504	2.5614	4.1572	7.8523	2.5773	0.4616	0.1439	0.0720	0.0067
	n+	4.2534	0.9521	0.2036	0.0903	0.1466	0.1384	0.0454	0.0326	0.0127	0.0025	0.0004
	n+%	72.3604	16.1980	3.4645	1.5365	2.4937	2.3551	0.7730	0.5538	0.2157	0.0432	0.0060
SZ	n	1.0490	0.3215	0.0731	0.0501	0.0670	0.1420	0.0533	0.0086	0.0025	0.0013	0.0001
	n%	59.3125	18.1774	4.1355	2.8337	3.7910	8.0278	3.0132	0.4885	0.1434	0.0717	0.0052
	n+	4.1961	0.9645	0.2194	0.1002	0.1341	0.1420	0.0533	0.0346	0.0127	0.0025	0.0003
	n+%	71.6098	16.4596	3.7447	1.7106	2.2885	2.4230	0.9095	0.5898	0.2164	0.0433	0.0047
SZ _H	n	1.0625	0.3260	0.0627	0.0427	0.0667	0.1530	0.0490	0.0071	0.0025	0.0011	0.0001
	n%	59.9095	18.3818	3.5380	2.4063	3.7605	8.6243	2.7655	0.4024	0.1430	0.0636	0.0052
	n+	4.2500	0.9780	0.1882	0.0854	0.1334	0.1530	0.0490	0.0285	0.0127	0.0023	0.0003
	n+%	72.2698	16.6307	3.2009	1.4514	2.2682	2.6009	0.8340	0.4854	0.2156	0.0384	0.0047
H	n	1.0868	0.3070	0.0581	0.0350	0.0794	0.1210	0.0520	0.0076	0.0024	0.0011	0.0001
	n%	62.0845	17.5363	3.3197	1.9985	4.5331	6.9127	2.9716	0.4363	0.1368	0.0644	0.0060
	n+	4.3472	0.9209	0.1743	0.0700	0.1587	0.1210	0.0520	0.0306	0.0120	0.0023	0.0003
	n+%	73.8157	15.6374	2.9603	1.1881	2.6948	2.0547	0.8833	0.5188	0.2034	0.0383	0.0054

TABLE C6 – a - Résultats traités de l'analyse chimique sur roche totale sur différents prélèvements issus de trois échantillons du Zillertal pour chaque cation majeur. n : quantités molaires des cations. n% : n normalisées sur 100%. n+ : quantités molaires des charges cationiques. n+% : n+ normalisées sur 100%. Abréviations des points de prélèvement : γ and H : undeformed outer metagranodiorite and "halo", resp. SZ and Myl : unmylonitic and mylonitic shear zones, resp. Mox : masse molaire des oxydes [g.mol⁻¹].

C. COMPLÉMENTS À L'ÉTUDE DES PSZ DU ZILLERTAL.

Oxyde	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₂	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	TiO ₂	P ₂ O ₅	MnO	Cr ₂ O ₃	
Mox	60.084	101.961	159.689	40.304	56.078	61.979	94.196	79.866	141.945	70.937	151.991	
Cation	Si ⁴⁺	Al ³⁺	Fe ³⁺	Mg ²⁺	Ca ²⁺	Na ⁺	K ⁺	Ti ⁴⁺	P ⁵⁺	Mn ²⁺	Cr ³⁺	
Sample Zi13-07 : mylonitic SZ												
SZ	n	1.0507	0.3142	0.0708	0.0461	0.0822	0.1258	0.0482	0.0081	0.0025	0.0013	0.0001
	n%	60.0347	17.9549	4.0432	2.6369	4.6971	7.1908	2.7539	0.4650	0.1449	0.0725	0.0060
	n+	4.2028	0.9427	0.2123	0.0923	0.1644	0.1258	0.0482	0.0326	0.0127	0.0025	0.0003
	n+%	72.0070	16.1517	3.6372	1.5814	2.8169	2.1562	0.8258	0.5578	0.2173	0.0435	0.0054
Myl	n	1.0598	0.3005	0.0669	0.0330	0.0936	0.1352	0.0350	0.0069	0.0023	0.0011	0.0001
	n%	61.1046	17.3255	3.8559	1.9025	5.3976	7.7952	2.0198	0.3970	0.1300	0.0650	0.0068
	n+	4.2394	0.9015	0.2006	0.0660	0.1872	0.1352	0.0350	0.0275	0.0113	0.0023	0.0004
	n+%	73.0117	15.5262	3.4555	1.1366	3.2247	2.3286	0.6034	0.4744	0.1941	0.0388	0.0061
Sample Zi13-15 : sub-mylonitic PSZ												
γ	n	1.1121	0.3231	0.0476	0.0280	0.0658	0.1468	0.0416	0.0050	0.0015	0.0008	0.0001
	n%	62.7401	18.2258	2.6849	1.5817	3.7122	8.2831	2.3477	0.2826	0.0874	0.0477	0.0067
	n+	4.4484	0.9692	0.1428	0.0561	0.1316	0.1468	0.0416	0.0200	0.0077	0.0017	0.0004
	n+%	74.5587	16.2443	2.3930	0.9398	2.2057	2.4609	0.6975	0.3358	0.1299	0.0284	0.0060
SZ	n	1.1575	0.2901	0.0475	0.0290	0.0553	0.1229	0.0476	0.0054	0.0018	0.0008	0.0001
	n%	65.8400	16.5012	2.6999	1.6512	3.1443	6.9930	2.7052	0.3062	0.1042	0.0481	0.0067
	n+	4.6302	0.8703	0.1424	0.0581	0.1106	0.1229	0.0476	0.0215	0.0092	0.0017	0.0004
	n+%	76.9801	14.4699	2.3675	0.9653	1.8381	2.0440	0.7907	0.3581	0.1523	0.0281	0.0059

TABLE C6 – b - (Suite)

C.4 Analyses microsonde des lames minces

Les analyses chimiques sur phases minérales ont été réalisées à la microsonde au laboratoire de l'Université de Wien (Autriche). L'ensemble des données acquises a ensuite été traité par MINSORT (Petraakis et Dietrich, 1985), un algorithme Fortran77 de traitement et d'archivage d'analyses microsonde de minéraux silicatés et d'oxydes. Les résultats sont présentés dans les pages suivantes, par minéraux (feldspaths, epidotes, grenats et phyllosilicates) et domaine lithologique.

Trois lames de l'échantillon Zi13 – 09 ont été ainsi sondées : la ①, la ② et la ④ (Fig. 8.15, page 218) recouvrant ainsi les quatre domaines du PSZS : la veine, le halo, la zone de cisaillement (SZ) et la granodirite externe (γ_{out}). Deux autres échantillons ont également été examinés. L'échantillon Zi13 – 14 (deux lames a et b) constitue un exemple de veine sans zone de cisaillement associée. La distinction d'un halo n'étant pas évidente, un "x" indique simplement que le minéral analysé se situe dans le domaine proche de la veine. L'échantillon Zi13 – 15C (deux lames a et b) est un cas de zone de cisaillement sub-mylonitique, d'épaisseur décimétrique, associée à une veine centrale. Dans les tableaux suivants, les lignes surlignées de noir indiquent les compositions de pôles purs ou les quantités molaires élémentaires illustrées dans la section 8.9, page 242.

EPIDOTES	Zi13-09 (1)																								
Localisation	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	
Incl? Ep1 2?	Incl.	Incl.	Incl.	Incl.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 da.	ep2 li.	Incl.	Incl.	Incl.	Incl.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 da.	Incl.	Incl.	Incl.	Incl.	Incl.	
Point:	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	31	32	33	34	35	36	37	38	39	47	48	49	50	54	
SiO2	38.101	38.172	37.852	37.999	38.117	38.105	37.986	38.412	38.475	38.155	38.336	38.138	38.245	38.431	38.528	38.096	38.024	37.757	38.457	38.391	38.297	38.368	38.148	38.120	
Al2O3	26.338	27.010	26.663	26.180	26.239	26.867	25.860	27.537	27.586	26.101	26.854	27.357	27.007	27.345	28.324	26.129	24.741	25.049	28.412	27.596	27.444	27.194	26.775	26.390	
Cr2O3	0.013	0.000	0.006	0.006	0.000	0.000	0.000	0.005	0.000	0.013	0.000	0.035	0.008	0.000	0.000	0.000	0.000	0.023	0.000	0.007	0.000	0.006	0.028	0.000	
FeO	8.845	7.678	8.082	8.847	8.774	7.991	9.045	7.117	7.036	8.754	8.230	7.798	8.157	7.636	6.371	9.009	10.255	10.490	6.405	7.721	7.638	7.877	8.589	8.897	
MnO	0.120	0.122	0.099	0.133	0.208	0.156	0.108	0.161	0.134	0.092	0.093	0.174	0.137	0.159	0.115	0.074	0.054	0.547	0.074	0.139	0.172	0.206	0.173	0.162	
MgO	0.018	0.021	0.020	0.023	0.020	0.010	0.013	0.000	0.000	0.000	0.060	0.007	0.032	0.019	0.028	0.012	0.000	0.000	0.032	0.000	0.007	0.014	0.019	0.019	
CoO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
CaO	23.770	23.723	23.432	23.390	23.094	23.518	23.373	23.806	23.613	23.322	23.704	23.808	23.800	23.637	23.996	23.535	23.490	23.169	24.075	23.813	23.642	23.630	23.452	23.479	
SrO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Li2O	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Total	97.205	96.725	96.153	96.578	96.451	96.648	96.385	97.039	96.844	96.436	97.277	97.316	97.386	97.227	97.363	96.857	96.563	97.035	97.456	97.667	97.200	97.295	97.183	97.068	
Formula calculation method: 16 Cat./25 Ox.; Fe 3+ estimated by charge balance.																									
Si	5.968	5.989	5.981	5.992	6.019	5.989	6.007	5.998	6.018	6.026	5.988	5.948	5.966	5.997	5.980	5.992	6.025	5.960	5.962	5.963	5.977	5.988	5.972	5.980	
Al	4.862	4.994	4.965	4.865	4.883	4.977	4.819	5.068	5.086	4.858	4.944	5.028	4.965	5.029	5.181	4.844	4.620	4.660	5.191	5.052	5.048	5.002	4.940	4.879	
Ti	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Cr	0.002	0.000	0.001	0.001	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.002	0.000	0.004	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.003	0.000	0.001	0.000	0.001	0.004	0.000	
Fe3+	1.159	1.007	1.068	1.150	1.079	1.045	1.167	0.929	0.877	1.089	1.075	1.017	1.064	0.977	0.827	1.172	1.329	1.385	0.830	1.003	0.997	1.022	1.113	1.160	
Mn3+	0.041	0.020	0.004	0.000	0.000	0.000	0.000	0.006	0.000	0.000	0.005	0.055	0.037	0.000	0.032	0.000	0.000	0.032	0.054	0.018	0.001	0.000	0.000	0.000	
Fe2+	0.000	0.000	0.000	0.000	0.038	0.000	0.014	0.000	0.037	0.051	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.051	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Mn2+	-0.025	-0.004	0.009	0.018	0.028	0.021	0.014	0.015	0.018	0.012	0.007	-0.032	-0.019	0.021	-0.017	0.010	0.007	0.041	-0.045	0.000	0.022	0.027	0.023	0.022	
Fe2+	0.000	0.000	0.000	0.017	0.042	0.005	0.016	0.000	0.006	0.016	0.000	0.000	0.000	0.019	0.000	0.013	-0.021	0.000	0.000	0.000	0.000	0.006	0.011	0.008	
Mg	0.004	0.005	0.005	0.005	0.005	0.002	0.003	0.000	0.000	0.000	0.014	0.002	0.007	0.004	0.006	0.003	0.000	0.000	0.008	0.000	0.002	0.003	0.004	0.004	
Ca	3.989	3.988	3.967	3.952	3.907	3.961	3.960	3.983	3.958	3.946	3.967	3.978	3.978	3.952	3.991	3.966	3.988	3.919	3.999	3.963	3.954	3.951	3.933	3.947	
T(6)	5.968	5.989	5.981	5.992	6.019	5.989	6.007	5.998	6.018	6.026	5.988	5.948	5.966	5.997	5.980	5.992	6.025	5.960	5.962	5.963	5.977	5.988	5.972	5.980	
M(6)	6.064	6.022	6.038	6.016	6.000	6.022	6.000	6.004	6.000	6.000	6.024	6.105	6.068	6.006	6.040	6.016	6.000	6.080	6.076	6.074	6.046	6.025	6.057	6.039	
Ca(4)	3.968	3.989	3.981	3.992	3.981	3.989	3.993	3.998	3.982	3.974	3.988	3.948	3.966	3.997	3.980	3.992	3.975	3.960	3.962	3.963	3.977	3.988	3.972	3.980	
zo	0.815	0.834	0.830	0.812	0.811	0.831	0.802	0.845	0.845	0.806	0.826	0.845	0.832	0.839	0.866	0.808	0.767	0.782	0.871	0.847	0.845	0.835	0.827	0.816	
ps	0.194	0.168	0.179	0.192	0.179	0.174	0.194	0.155	0.146	0.181	0.180	0.171	0.178	0.163	0.138	0.196	0.221	0.232	0.139	0.168	0.167	0.171	0.186	0.194	
pie	0.007	0.003	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.000	0.001	0.009	0.006	0.000	0.005	0.000	0.000	0.005	0.009	0.003	0.000	0.000	0.000	0.000	
ZO	0.410	0.490	0.470	0.428	0.454	0.481	0.414	0.533	0.555	0.447	0.464	0.481	0.460	0.512	0.577	0.417	0.327	0.305	0.570	0.502	0.509	0.493	0.452	0.427	
EP	0.579	0.504	0.534	0.575	0.540	0.523	0.584	0.465	0.439	0.545	0.538	0.508	0.532	0.489	0.413	0.586	0.664	0.692	0.415	0.501	0.498	0.511	0.557	0.580	
PIE	0.021	0.010	0.002	0.000	0.000	0.000	0.000	0.003	0.000	0.000	0.003	0.028	0.019	0.000	0.016	0.000	0.000	0.016	0.027	0.009	0.000	0.000	0.000	0.000	
Recalculated_values																									
Fe2O3	9.830	8.533	8.981	9.689	9.084	8.836	9.807	7.909	7.453	9.165	9.147	8.666	9.065	8.321	7.080	9.902	11.145	11.658	7.118	8.581	8.488	8.703	9.452	9.822	
FeO	0.000	0.000	0.000	0.129	0.600	0.040	0.220	0.000	0.330	0.507	0.000	0.000	0.000	0.149	0.000	0.099	0.226	0.000	0.000	0.000	0.000	0.046	0.083	0.060	
Mn2O3	0.347	0.169	0.032	0.000	0.000	0.000	0.000	0.053	0.000	0.000	0.044	0.465	0.315	0.000	0.273	0.000	0.000	0.264	0.461	0.153	0.006	0.000	0.000	0.000	
MnO	-0.191	-0.030	0.070	0.133	0.208	0.156	0.108	0.114	0.134	0.092	0.054	-0.244	-0.147	0.159	-0.130	0.074	0.054	0.310	-0.340	0.001	0.167	0.206	0.173	0.162	
Total	98.225	97.597	97.056	97.549	97.361	97.533	97.368	97.836	97.590	97.355	98.198	98.232	98.326	98.061	98.100	97.849	97.679	98.230	98.216	98.542	98.051	98.167	98.130	98.052	
Chrg.	-0.000	-0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	-0.000	-0.000	-0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	-0.000	

EPIDOTES		Zi13-09 (2)																							
Localisation	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ
Incl? Ep1 2?	Incl.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 li.	Incl.	Incl.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	
Point:	24	25	26	72	73	74	75	81	82	83	84	93	94	104	105	106	113	114	115	116	120	122	123	124	
SiO2	38.138	37.771	37.872	37.723	37.610	38.127	38.077	37.100	38.199	36.886	38.191	37.995	38.391	38.198	37.628	37.649	38.300	38.198	37.686	38.387	38.256	38.414	37.133	38.197	
Al2O3	27.754	26.527	26.094	25.107	25.865	28.110	26.957	23.292	28.516	23.006	28.235	26.669	27.315	27.065	25.319	25.063	27.845	27.658	26.303	28.268	28.325	28.290	23.433	28.167	
Cr2O3	0.006	0.022	0.004	0.000	0.004	0.018	0.025	0.009	0.023	0.022	0.000	0.020	0.010	0.011	0.007	0.001	0.001	0.005	0.009	0.006	0.002	0.019	0.004	0.004	
FeO	7.213	8.522	9.362	10.185	9.693	6.740	8.160	12.048	6.212	11.796	6.420	8.210	7.346	7.919	9.841	10.119	7.630	7.331	8.644	6.414	6.434	6.252	11.317	6.535	
MnO	0.067	0.000	0.092	0.170	0.303	0.077	0.074	0.526	0.084	0.306	0.072	0.189	0.124	0.151	0.230	0.161	0.179	0.282	0.219	0.076	0.094	0.084	0.223	0.082	
MgO	0.036	0.000	0.002	0.012	0.004	0.028	0.039	0.008	0.032	0.000	0.012	0.010	0.000	0.014	0.000	0.000	0.012	0.016	0.024	0.025	0.044	0.030	0.000	0.022	
CoO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
CaO	24.132	23.731	23.714	23.453	23.470	23.870	23.800	22.740	24.149	22.615	24.068	23.802	24.136	23.759	23.064	23.755	24.019	23.825	23.378	24.255	24.336	24.129	22.729	24.120	
SrO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Li2O	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Total	97.346	96.573	97.140	96.650	96.949	96.970	97.132	95.723	97.215	94.631	96.998	96.895	97.322	97.117	96.089	96.754	97.986	97.310	96.279	97.434	97.495	97.201	94.854	97.127	
Formula calculation method: 16 Cat./25 Ox.; Fe 3+ estimated by charge balance.																									
Si	5.933	5.948	5.944	5.969	5.922	5.946	5.955	5.968	5.933	5.999	5.950	5.961	5.981	5.972	5.984	5.950	5.926	5.950	5.958	5.954	5.929	5.970	6.015	5.945	
Al	5.089	4.923	4.827	4.682	4.800	5.167	4.968	4.416	5.220	4.410	5.184	4.931	5.015	4.987	4.745	4.668	5.078	5.078	4.901	5.167	5.173	5.182	4.474	5.166	
Ti	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
Cr	0.001	0.003	0.000	0.000	0.000	0.002	0.003	0.001	0.003	0.003	0.000	0.002	0.001	0.001	0.001	0.001	0.000	0.000	0.003	0.001	0.001	0.000	0.002	0.000	
Fe3+	0.938	1.122	1.229	1.348	1.276	0.879	1.067	1.621	0.807	1.588	0.836	1.077	0.957	1.035	1.286	1.337	0.987	0.955	1.143	0.832	0.834	0.813	1.493	0.851	
Mn3+	0.107	0.056	0.057	0.033	0.079	0.059	0.052	0.025	0.104	0.000	0.080	0.068	0.064	0.031	0.000	0.094	0.082	0.067	0.037	0.093	0.135	0.066	0.000	0.093	
Fe2+	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.030	0.000	0.000	
Mn2+	-0.098	-0.056	-0.044	-0.010	-0.039	-0.049	-0.042	0.047	-0.093	0.042	-0.071	-0.042	-0.048	-0.011	0.031	-0.073	-0.059	-0.030	-0.008	-0.083	-0.122	-0.055	0.031	-0.083	
Fe2+	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.016	0.000	0.000	0.000	0.000	0.023	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.009	0.000	0.000	
Mg	0.008	0.000	0.000	0.003	0.001	0.007	0.009	0.002	0.007	0.000	0.003	0.002	0.000	0.003	0.000	0.000	0.003	0.004	0.006	0.006	0.010	0.007	0.000	0.005	
Ca	4.022	4.004	3.988	3.976	3.960	3.989	3.988	3.920	4.019	3.941	4.017	4.001	4.029	3.980	3.930	4.022	3.982	3.976	3.960	4.031	4.041	4.018	3.945	4.022	
T(6)	5.933	5.948	5.944	5.969	5.922	5.946	5.955	5.968	5.933	5.999	5.950	5.961	5.981	5.972	5.984	5.950	5.926	5.950	5.958	5.954	5.929	5.970	6.015	5.945	
M(6)	6.134	6.104	6.112	6.063	6.156	6.107	6.091	6.063	6.134	6.001	6.101	6.078	6.038	6.055	6.032	6.100	6.147	6.100	6.084	6.093	6.143	6.060	6.000	6.111	
Ca(4)	3.933	3.948	3.944	3.969	3.922	3.946	3.955	3.968	3.933	3.999	3.950	3.961	3.981	3.972	3.984	3.950	3.926	3.950	3.958	3.954	3.929	3.970	3.985	3.945	
zo	0.858	0.828	0.812	0.784	0.811	0.869	0.834	0.740	0.880	0.735	0.871	0.827	0.839	0.835	0.793	0.785	0.857	0.853	0.823	0.868	0.873	0.868	0.744	0.869	
ps	0.158	0.189	0.207	0.226	0.216	0.148	0.179	0.272	0.136	0.265	0.141	0.181	0.160	0.173	0.215	0.225	0.167	0.161	0.192	0.140	0.141	0.136	0.248	0.143	
pie	0.018	0.009	0.010	0.006	0.013	0.010	0.009	0.004	0.018	0.000	0.013	0.011	0.011	0.005	0.000	0.016	0.014	0.011	0.006	0.016	0.023	0.011	0.000	0.016	
ZO	0.500	0.428	0.376	0.320	0.348	0.548	0.455	0.187	0.566	0.206	0.559	0.440	0.495	0.476	0.362	0.301	0.490	0.506	0.424	0.553	0.539	0.571	0.248	0.546	
EP	0.469	0.561	0.614	0.674	0.638	0.440	0.534	0.810	0.403	0.794	0.418	0.539	0.479	0.518	0.643	0.669	0.494	0.477	0.571	0.416	0.417	0.406	0.747	0.425	
PIE	0.053	0.028	0.028	0.016	0.039	0.030	0.026	0.012	0.052	0.000	0.040	0.034	0.032	0.016	0.000	0.047	0.041	0.034	0.019	0.046	0.067	0.033	0.000	0.047	
Recalculated values																									
Fe2O3	8.016	9.471	10.404	11.319	10.772	7.490	9.069	13.389	6.904	12.977	7.135	9.124	8.164	8.801	10.744	11.246	8.480	8.147	9.606	7.128	7.150	6.948	12.252	7.263	
FeO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.119	0.000	0.000	0.000	0.000	0.173	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.293	0.000	0.000	
Mn2O3	0.900	0.468	0.474	0.273	0.658	0.498	0.438	0.203	0.882	0.000	0.675	0.566	0.542	0.261	0.000	0.782	0.697	0.567	0.308	0.786	1.143	0.557	0.000	0.788	
MnO	-0.742	-0.421	-0.334	-0.075	-0.289	-0.371	-0.320	0.344	-0.708	0.306	-0.534	-0.320	-0.363	-0.084	0.230	-0.542	-0.447	-0.227	-0.058	-0.630	-0.933	-0.417	0.223	-0.626	
Total	98.240	97.569	98.230	97.812	98.095	97.771	98.085	97.085	97.996	95.931	97.781	97.867	98.195	98.025	97.165	97.960	98.906	98.184	97.273	98.228	98.327	97.954	96.082	97.934	
Chrg.	-0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	-0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	

EPIDOTES	Zi13-14a																Zi13-15Ca										
	Localisation	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein			
	Incl? Ep1 2?	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep1 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep1 li.	ep1 li.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 da.		
Point:	81	84	85	91	92	6	8	9	10	11	12	13	15	23	26	32	98	99	100	104	108	109	110	112			
SiO2	38.379	38.815	38.323	38.371	38.161	38.596	38.119	38.815	38.835	38.537	38.388	38.678	38.682	38.504	38.273	38.688	38.088	38.218	38.023	38.375	37.964	38.604	38.628	38.698			
Al2O3	26.197	28.218	26.879	28.466	26.340	28.500	25.748	28.718	28.419	27.339	26.833	27.934	27.629	28.050	27.947	27.976	24.253	26.705	24.977	26.787	25.328	28.506	28.373	28.492			
Cr2O3	0.025	0.005	0.000	0.000	0.012	0.000	0.004	0.000	0.014	0.000	0.000	0.000	0.000	0.009	0.010	0.010	0.026	0.006	0.016	0.000	0.015	0.000	0.000	0.037			
FeO	9.148	6.580	8.057	6.495	8.865	6.306	9.180	6.166	6.076	7.101	7.814	7.031	7.102	6.381	6.141	7.118	10.954	8.334	10.111	8.186	9.952	5.923	6.214	6.311			
MnO	0.139	0.150	0.196	0.222	0.312	0.072	0.496	0.096	0.091	0.044	0.146	0.061	0.108	0.085	0.054	0.051	0.133	0.280	0.108	0.147	0.409	0.078	0.263	0.144			
MgO	0.004	0.033	0.000	0.022	0.017	0.000	0.017	0.019	0.039	0.043	0.053	0.023	0.017	0.034	0.031	0.011	0.052	0.008	0.058	0.019	0.000	0.001	0.000	0.006			
CoO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
CaO	23.767	23.834	23.896	24.168	23.757	24.378	23.359	24.342	24.205	23.643	23.789	24.205	24.030	24.041	23.636	24.395	23.779	24.087	23.847	23.916	23.354	24.143	23.861	24.215			
SrO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
Li2O	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
Total	97.659	97.635	97.351	97.744	97.464	97.852	96.923	98.156	97.679	96.707	97.023	97.932	97.568	97.104	96.091	98.249	97.285	97.638	97.140	97.430	97.022	97.255	97.339	97.903			
Formula calculation method: 16 Cat./25 Ox.; Fe 3+ estimated by charge balance.																											
Si	5.990	6.012	5.982	5.934	5.964	5.958	6.002	5.971	6.004	6.037	6.008	5.979	6.006	5.994	6.017	5.962	6.003	5.953	5.984	5.986	5.983	5.992	5.997	5.973			
Al	4.819	5.152	4.945	5.188	4.852	5.186	4.778	5.207	5.178	5.048	4.949	5.089	5.056	5.146	5.178	5.081	4.505	4.902	4.633	4.925	4.705	5.214	5.192	5.183			
Ti	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
Cr	0.003	0.001	0.000	0.000	0.001	0.000	0.000	0.000	0.002	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.001	0.001	0.003	0.001	0.002	0.000	0.002	0.000	0.000	0.005			
Fe3+	1.194	0.823	1.052	0.840	1.159	0.814	1.209	0.793	0.786	0.878	1.023	0.909	0.922	0.831	0.786	0.917	1.444	1.086	1.331	1.068	1.312	0.769	0.807	0.815			
Mn3+	0.004	0.000	0.041	0.105	0.059	0.083	0.009	0.058	0.026	0.000	0.013	0.043	0.010	0.035	0.000	0.075	0.043	0.106	0.065	0.035	0.015	0.034	0.007	0.052			
Fe2+	0.000	0.025	0.000	0.000	0.000	0.000	0.004	0.000	0.008	0.075	0.015	0.000	0.012	0.000	0.034	0.000	0.006	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
Mn2+	0.015	0.020	-0.015	-0.076	-0.018	-0.074	0.057	-0.045	-0.015	0.006	0.006	-0.035	0.004	-0.024	0.007	-0.068	-0.025	-0.069	-0.051	-0.015	0.040	-0.024	0.028	-0.033			
Fe2+	0.000	0.005	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.004	0.000	-0.008	-0.022	-0.015	0.000	-0.012	0.000	-0.013	0.000	-0.006	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
Mg	0.001	0.008	0.000	0.005	0.004	0.000	0.004	0.004	0.009	0.010	0.012	0.005	0.004	0.008	0.007	0.003	0.012	0.002	0.014	0.004	0.000	0.000	0.000	0.001			
Ca	3.975	3.956	3.996	4.004	3.978	4.032	3.941	4.012	4.010	3.969	3.989	4.009	3.998	4.010	3.982	4.028	4.015	4.020	4.021	3.997	3.944	4.015	3.969	4.005			
T(6)	5.990	6.012	5.982	5.934	5.964	5.958	6.002	5.971	6.004	6.037	6.008	5.979	6.006	5.994	6.017	5.962	6.003	5.953	5.984	5.986	5.983	5.992	5.997	5.973			
M(6)	6.020	6.000	6.037	6.133	6.071	6.083	6.000	6.058	6.000	6.000	6.000	6.042	6.000	6.013	6.000	6.075	6.000	6.094	6.031	6.028	6.033	6.017	6.005	6.054			
Ca(4)	3.990	3.988	3.982	3.934	3.964	3.958	3.998	3.971	3.996	3.963	3.992	3.979	3.994	3.994	3.983	3.962	3.997	3.953	3.984	3.986	3.983	3.992	3.997	3.973			
zo	0.804	0.857	0.827	0.874	0.813	0.870	0.796	0.872	0.862	0.836	0.824	0.851	0.842	0.859	0.861	0.852	0.750	0.824	0.774	0.823	0.786	0.870	0.866	0.868			
ps	0.199	0.137	0.176	0.142	0.194	0.137	0.201	0.133	0.131	0.145	0.170	0.152	0.154	0.139	0.131	0.154	0.241	0.182	0.222	0.178	0.219	0.128	0.135	0.136			
pie	0.001	0.000	0.007	0.018	0.010	0.014	0.001	0.010	0.004	0.000	0.002	0.007	0.002	0.006	0.000	0.013	0.007	0.018	0.011	0.006	0.003	0.006	0.001	0.009			
ZO	0.404	0.584	0.460	0.550	0.403	0.565	0.390	0.584	0.592	0.549	0.480	0.531	0.532	0.569	0.601	0.516	0.255	0.420	0.307	0.453	0.342	0.602	0.594	0.575			
EP	0.597	0.411	0.526	0.420	0.579	0.407	0.604	0.397	0.393	0.439	0.511	0.454	0.461	0.415	0.393	0.459	0.722	0.543	0.665	0.534	0.656	0.384	0.403	0.407			
PIE	0.002	0.000	0.020	0.052	0.030	0.042	0.004	0.029	0.013	0.000	0.007	0.022	0.005	0.018	0.000	0.038	0.021	0.053	0.033	0.017	0.007	0.017	0.003	0.026			
Recalculated_values																											
Fe2O3	10.167	7.060	8.954	7.218	9.852	7.008	10.202	6.853	6.753	7.444	8.684	7.814	7.893	7.091	6.645	7.911	12.174	9.262	11.237	9.097	11.060	6.582	6.906	7.014			
FeO	0.000	0.227	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.403	0.000	0.000	0.000	0.000	0.161	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000			
Mn2O3	0.032	0.000	0.342	0.891	0.499	0.709	0.075	0.495	0.225	0.000	0.109	0.368	0.083	0.297	0.000	0.640	0.355	0.893	0.543	0.294	0.125	0.286	0.056	0.441			
MnO	0.111	0.150	-0.111	-0.579	-0.136	-0.565	0.429	-0.349	-0.111	0.044	0.048	-0.270	0.034	-0.182	0.054	-0.524	-0.186	-0.522	-0.380	-0.117	0.297	-0.179	0.213	-0.252			
Total	98.681	98.342	98.283	98.557	98.502	98.626	97.953	98.893	98.378	97.453	97.904	98.752	98.367	97.845	96.757	99.106	98.541	98.656	98.321	98.371	98.143	97.943	98.037	98.650			
Chrg.	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000			

EPIDOTES						Zi13-15Cb																	
Localisation	Vein	Vein	Vein	Vein	Vein	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	Halo	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	SZ	Myl.	Myl.	
Incl? Ep1 2?	ep2 li.	ep2 da.	Incl.	ep2 li.	ep2 da.	Incl.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 da.	ep2 li.	ep1 li.	ep1 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep1 da.	ep1 da.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	ep2 li.	
Point:	119	120	130	131	132	137	149	153	163	164	175	182	194	195	201	205	206	207	218	247	260		
SiO2	38.077	38.582	38.232	38.124	38.602	37.996	38.730	38.614	38.737	38.819	38.737	38.528	38.745	38.870	38.796	37.906	38.388	38.651	38.601	38.679	38.622		
Al2O3	26.159	28.506	26.635	26.020	28.524	24.704	28.129	28.410	28.648	28.945	28.827	28.595	28.596	28.623	28.158	23.806	28.067	28.253	28.651	28.661	28.808		
Cr2O3	0.000	0.000	0.000	0.006	0.008	0.017	0.000	0.005	0.000	0.000	0.022	0.000	0.006	0.016	0.000	0.010	0.007	0.000	0.011	0.000	0.000		
FeO	8.843	6.098	8.795	8.884	6.033	10.646	6.633	6.007	5.731	5.659	5.653	6.052	6.019	5.996	6.235	11.215	6.572	6.206	6.112	6.077	5.750		
MnO	0.470	0.064	0.234	0.485	0.070	0.231	0.037	0.073	0.055	0.075	0.054	0.063	0.050	0.061	0.042	0.168	0.412	0.097	0.045	0.055	0.066		
MgO	0.004	0.035	0.015	0.023	0.037	0.000	0.043	0.023	0.009	0.032	0.038	0.012	0.007	0.011	0.039	0.000	0.000	0.033	0.013	0.000	0.008		
CoO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
CaO	23.502	24.373	23.821	23.435	24.250	23.500	23.978	24.317	24.129	24.359	24.273	24.363	24.425	24.345	24.311	23.524	23.632	24.094	24.079	24.138	24.099		
SrO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
Li2O	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
Total	97.055	97.658	97.732	96.977	97.524	97.094	97.550	97.449	97.309	97.889	97.604	97.613	97.848	97.922	97.581	96.629	97.078	97.334	97.512	97.610	97.353		
Formula calculation method: 16 Cat./25 Ox.; Fe 3+ estimated by charge balance.																							
Si	5.979	5.964	5.955	5.993	5.975	5.995	6.004	5.982	6.005	5.979	5.984	5.958	5.978	5.992	6.007	6.023	5.984	5.999	5.976	5.982	5.984		
Al	4.841	5.194	4.890	4.821	5.204	4.594	5.139	5.187	5.234	5.255	5.249	5.212	5.200	5.201	5.138	4.458	5.157	5.168	5.228	5.224	5.260		
Ti	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
Cr	0.000	0.000	0.000	0.001	0.001	0.002	0.000	0.001	0.000	0.000	0.003	0.000	0.001	0.002	0.000	0.001	0.001	0.000	0.001	0.000	0.000		
Fe3+	1.161	0.788	1.146	1.168	0.781	1.405	0.853	0.778	0.743	0.729	0.730	0.783	0.777	0.773	0.807	1.490	0.857	0.806	0.791	0.786	0.745		
Mn3+	0.038	0.089	0.055	0.024	0.064	0.009	0.000	0.069	0.012	0.058	0.049	0.090	0.068	0.039	0.041	0.004	0.017	0.028	0.027	0.025	0.027		
Fe2+	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.007	0.000	0.011	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.014	0.046	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
Mn2+	0.024	<i>-0.081</i>	<i>-0.024</i>	0.041	<i>-0.055</i>	0.022	0.005	<i>-0.060</i>	<i>-0.005</i>	<i>-0.048</i>	<i>-0.042</i>	<i>-0.081</i>	<i>-0.062</i>	<i>-0.031</i>	<i>-0.035</i>	0.018	0.037	<i>-0.015</i>	<i>-0.021</i>	<i>-0.018</i>	<i>-0.019</i>		
Fe2+	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	<i>-0.001</i>	0.000	<i>-0.011</i>	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	<i>-0.014</i>	<i>-0.046</i>	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
Mg	0.001	0.008	0.003	0.005	0.009	0.000	0.010	0.005	0.002	0.007	0.009	0.003	0.002	0.003	0.009	0.000	0.000	0.008	0.003	0.000	0.002		
Ca	3.954	4.037	3.975	3.947	4.022	3.973	3.983	4.037	4.008	4.020	4.018	4.037	4.037	4.021	4.033	4.005	3.947	4.007	3.994	4.000	4.000		
T(6)	5.979	5.964	5.955	5.993	5.975	5.995	6.004	5.982	6.005	5.979	5.984	5.958	5.978	5.992	6.007	6.023	5.984	5.999	5.976	5.982	5.984		
M(6)	6.041	6.071	6.090	6.014	6.050	6.009	6.000	6.035	6.000	6.041	6.031	6.084	6.045	6.015	6.000	6.000	6.032	6.002	6.048	6.035	6.033		
Ca(4)	3.979	3.964	3.955	3.993	3.975	3.995	3.996	3.982	3.995	3.979	3.984	3.958	3.978	3.992	3.993	3.977	3.984	3.999	3.976	3.982	3.984		
zo	0.810	0.871	0.821	0.804	0.871	0.766	0.856	0.867	0.872	0.879	0.877	0.875	0.870	0.868	0.855	0.740	0.862	0.862	0.875	0.873	0.879		
ps	0.194	0.132	0.192	0.195	0.131	0.234	0.142	0.130	0.124	0.122	0.122	0.131	0.130	0.129	0.134	0.247	0.143	0.134	0.132	0.131	0.125		
pie	0.006	0.015	0.009	0.004	0.011	0.001	0.000	0.012	0.002	0.010	0.008	0.015	0.011	0.007	0.007	0.001	0.003	0.005	0.005	0.004	0.005		
ZO	0.407	0.573	0.415	0.406	0.585	0.295	0.572	0.582	0.621	0.613	0.615	0.578	0.585	0.596	0.574	0.245	0.568	0.583	0.599	0.600	0.619		
EP	0.581	0.394	0.573	0.584	0.390	0.702	0.427	0.389	0.372	0.364	0.365	0.391	0.388	0.387	0.404	0.745	0.428	0.403	0.396	0.393	0.373		
PIE	0.019	0.045	0.027	0.012	0.032	0.004	0.000	0.035	0.006	0.029	0.025	0.045	0.034	0.020	0.020	0.002	0.009	0.014	0.013	0.012	0.014		
Recalculated_values																							
Fe2O3	9.828	6.777	9.774	9.873	6.705	11.831	7.317	6.676	6.369	6.289	6.282	6.726	6.689	6.664	6.929	12.464	7.304	6.897	6.793	6.754	6.390		
FeO	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.049	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		
Mn2O3	0.321	0.757	0.462	0.201	0.547	0.071	0.000	0.586	0.101	0.494	0.419	0.762	0.580	0.336	0.346	0.037	0.146	0.239	0.229	0.212	0.231		
MnO	0.182	<i>-0.616</i>	<i>-0.181</i>	0.304	<i>-0.421</i>	0.167	0.037	<i>-0.454</i>	<i>-0.036</i>	<i>-0.369</i>	<i>-0.322</i>	<i>-0.622</i>	<i>-0.471</i>	<i>-0.241</i>	<i>-0.269</i>	0.135	0.281	<i>-0.118</i>	<i>-0.161</i>	<i>-0.136</i>	<i>-0.141</i>		
Total	98.072	98.414	98.758	97.987	98.251	98.287	98.283	98.177	97.957	98.569	98.276	98.364	98.577	98.624	98.310	97.882	97.825	98.049	98.216	98.308	98.017		
Chrg.	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	0.000		

*Epidotes: numbers in italics: problem in the MnO decomposition between MnII and MnIII (negative values).
Calculated epidote compositions should be considered with more caution. New calculations have to be realized.*

D Programme SEMI-Pro (SEM Images Processing) : description du code d'analyse matricielle et spectrale.

INTRODUCTION

L'objectif est d'attribuer à chaque pixel d'une image MEB la phase minéralogique correspondante. Cette image constitue donc une matrice de valeurs comprises entre 0 et 255 (si l'image est enregistrée sur 8-bit). Le traitement de l'image doit résoudre quelques problèmes majeurs :

- Toute image comprend une part de bruit pouvant résulter du balayage électronique (inconstance du faisceau d'électrons, réception du signal électronique au niveau des détecteurs, ...) et de la sauvegarde de l'image affichée à l'écran. Ainsi, deux pixels pointant sur deux phases minérales absolument identiques seront probablement associés à des valeurs légèrement différentes.
- De même, lors du balayage, un gradient à l'échelle de l'image peut se surimposer à la signature brute théorique. Deux phases identiques présentes sur des sites séparés de l'image peuvent donc présenter une signature légèrement différente.
- Certains minéraux de composition chimique différente peuvent avoir des densités atomiques (Z) très proches. Une même valeur de gris peut donc correspondre à plusieurs minéraux présents dans la surface scannée, d'autant plus que le bruit ou que le gradient de gris surimposé est important.
- La brillance et le contraste sont deux paramètres, définis par l'utilisateur, qui contrôlent la largeur et le segment du spectre du signal détecté codé sur la gamme de gris. Si les deux sont élevés, certaines phases réfléchissant dans les teintes extrêmes risquent alors d'être confondues sur un nombre très réduits de valeurs possibles, vers les blancs et les noirs. Au contraire, s'ils sont faibles, le spectre de l'image tendra à être concentré autour d'une valeur moyenne de gris. Ces deux paramètres doivent être choisis précautionneusement.
- La qualité du poli et la propreté de la surface de la lame analysée sont essentiels. La phase de polissage utilise des méthodes abrasives à base d'entités chimiques denses comme le plomb. Les imperfections de la lame, remplies de ces produits, apparaîtront donc intensément lumineuses. Des saletés (poussières, cils, traces de doigts, ...) peuvent également adhérer facilement à la surface par capillarité. Ces éléments organiques, peu denses, apparaissent dans les teintes très sombres et en relief, peuvent engendrer des zones d'ombre diffuses sur le tracé du faisceau d'électrons. Avant de fixer le film carbone, il est fortement recommandé de passer la lame dans un bain de solvant (*e.g.*, alcool) soumis à ultrasons pendant quelques minutes puis de laisser sécher dans un endroit le plus propre et protégé possible. Enfin, les joints de grains, les fractures ou les accros, non remplis des produits utilisés lors du polissage constituent des irrégularités de la surface qui interagissent donc différemment avec le faisceau d'électrons. Ces domaines tendent donc vers des nuances de gris différentes sur l'image MEB acquise.

En raison du cumul de tous ces détails perturbateurs du signal, l'image ne reflète donc pas directement la vraie nature atomique de l'échantillon. Une série d'étapes doivent être réalisées afin de s'en départager ou de diminuer leur impact. L'ensemble des images acquises lors des sessions au MEB sur les lames du Zillertal sont malheureusement affectées d'un gradient de gris surimposé qui s'accroît sur les spectres étendus. Il fut alors nécessaire de diminuer la brillance et le contraste si bien que les images sont généralement assez sombres.

TRAITEMENT MATRICIEL ET SPECTRAL D'UNE IMAGE MEB

Plus l'échelle d'une image MEB est grande, plus les bordures sont affectées par un effet de distorsion et les grains y apparaissent moins distincts les uns des autres. Dans ces cas, seule la partie centrale de l'image est sélectionnée pour le traitement — ici, rognée à 10% des bordures (Fig. D4a).

Le traitement d'une image MEB dans le but d'en extraire la composition minéralogique en surface de l'échantillon requiert une série d'étapes. L'image doit dans un premier temps subir un certain nombre de filtres afin d'épurer le signal minéralogique de toutes signatures du bruit et défauts locaux. Les bordures des plages de grains de même nature doivent également être identifiées afin de convertir l'image en un puzzle de pièces aux dimensions variables auxquelles il faut attribuer une nature minérale. À l'image MEB originelle, un filtre fusionnant l'ensemble des pixels ambigus et critiques est alors associé. Les zones non-filtrées représentent les domaines où les phases s'expriment clairement et où l'affiliation minéralogique peut être réalisée aisément en priorité. Au contraire, le filtre regroupe les sites de l'image qui sont à traiter dans un second temps.

- **Étape 1 : Homogénéisation des plages de gris.**

La combinaison du bruit inhérent et de la variabilité chimique locale au sein d'une même phase conduisent à une hétérogénéité des plages de gris qui troublent la lecture de l'image. Ainsi, des phases dont les gammes de gris respectives se recouvrent se distinguent difficilement sur le spectre de l'image brute. Dans le cas des lames analysées, ce problème est notamment récurrent pour la distinction entre le quartz et le plagioclase (Fig. D4b). Dans l'exemple ici illustré, la distribution des nuances de gris du quartz, minoritaire sur l'image, sont noyées dans le signal du plagioclase, dominant. Le pic correspondant au quartz est visuellement difficilement discernable.

Appliquer un adoucissement de l'image en moyennant chaque pixel sur l'ensemble des pixels qui lui sont jointifs ainsi que lui-même (9 pixels au cœur de l'image, 6 aux bordures, 3 dans les coins) permet alors d'homogénéiser les plages de gris sans perturber drastiquement le signal aux bordures des grains. Le spectre qui en résulte laisse alors apparaître bien plus nettement les différentes cloches de distribution respectives à chaque phase minérale (Fig. D4b). Celles-ci sont moins étalées et les valeurs centrales bien plus représentées, *i.e.* les

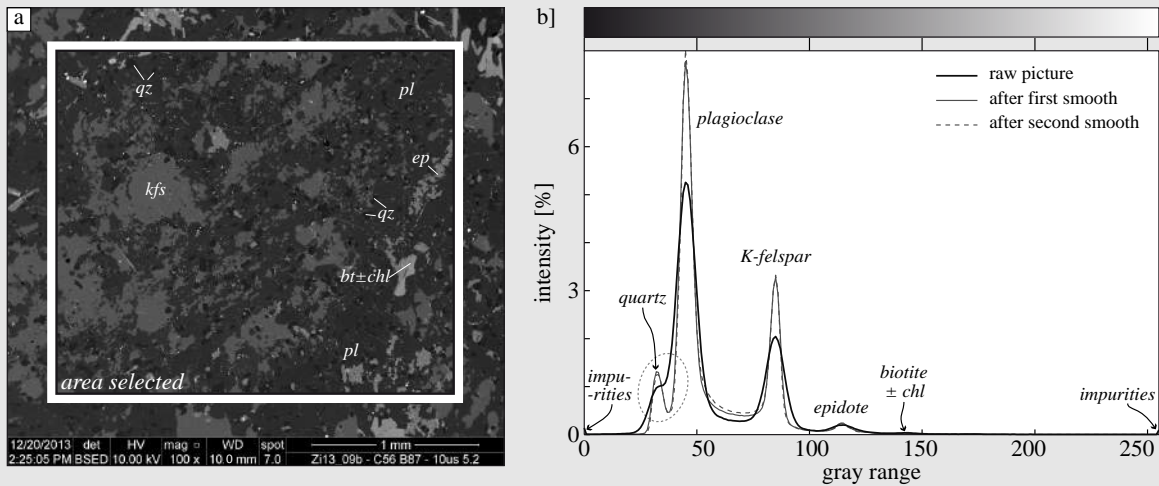


FIGURE D4 – a) Une image MEB brute (ici dans le halo, lame ① sur échantillon Zi13 – 09, Fig. 8.15) et la zone sélectionnée pour le traitement par SEMI-Pro. b) Spectres des gris sur image sélectionnée brute, adoucie une fois puis deux fois (explications dans le texte). À chaque pic correspond une phase. En particulier, l'ellipse montre le pic du quartz qui se distingue mal dans le spectre de l'image brut en raison du recouvrement des gammes de gris du quartz et du plagioclase.

pics sont beaucoup mieux prononcés. Typiquement, après un simple adoucissement, le signal du quartz se distingue aisément du plagioclase (Fig. D4b). Un second adoucissement exacerbe dans une bien moindre mesure le phénomène. Les spectre après un ou plusieurs adoucissement sont sensiblement très similaires. Toutes les phases montrent toujours néanmoins un recouvrement plus ou moins conséquent de leurs gammes de gris respectives.

• **Étape 2 : Limitation des zones de recouvrement spectral et des défauts de l'échantillon.**

Une zone de recouvrement spectral de deux phases correspond à un creux local du spectre entre deux pics (Fig. D4b). Si ce creux correspond à une valeur non-nulle de la gamme des gris, elle signe donc une zone d'incertitude entre deux phases. L'objectif est donc d'isoler les pixels correspondant afin de les traiter ultérieurement. Ces extrema locaux correspondent aux points où la dérivée première du spectre s'annule. Le signe de la dérivée seconde en ces points définit alors le type d'extremum : < 0 pour un pic, > 0 pour un creux.

Le spectre de l'image homogénéisée présente de nombreuses irrégularités locales si bien qu'une multitude de creux et pics sont ainsi repérés automatiquement (Fig. D5a). Seuls certains d'entre eux reflètent véritablement la distribution minéralogique. L'adoucissement réitéré du spectre par moyenne pondérée sur chaque valeur x_i :

$$x_i = 0.5 x_i + 0.25 x_{i-1} + 0.25 x_{i+1} \tag{9.1}$$

permet de supprimer successivement les extrema inutiles. Après ce premier tri partiel, la matrice de l'image originelle est modifiée en réduisant à 0 (noirs) les valeurs des pixels correspondant aux creux restants. Cette réduction est étendue en intégrant les pixels de l'i-

-mage adoucie une fois qui correspondent aux valeurs des creux ± 1 ainsi que ceux de l'image adoucie deux fois qui correspondent aux valeurs des creux ± 2 . Enfin, toutes les valeurs de la matrice originelle modifiée qui sont au-delà des limites de perception des phases minérales, *i.e.* les sites d'imperfection de la lame, les pollutions organiques, *et c* sont également réduit à 0. Dans le cas des images MEB ici traitées, la limite inférieure est fixée à 1 et la supérieure à 225. On obtient finalement une matrice de l'image originelle qui intègre séparément (i) les pixels dont il faut définir en priorité l'affiliation minéralogique (valeurs > 0) et (ii) les pixels filtrés dont la valeur est réduite à 0.

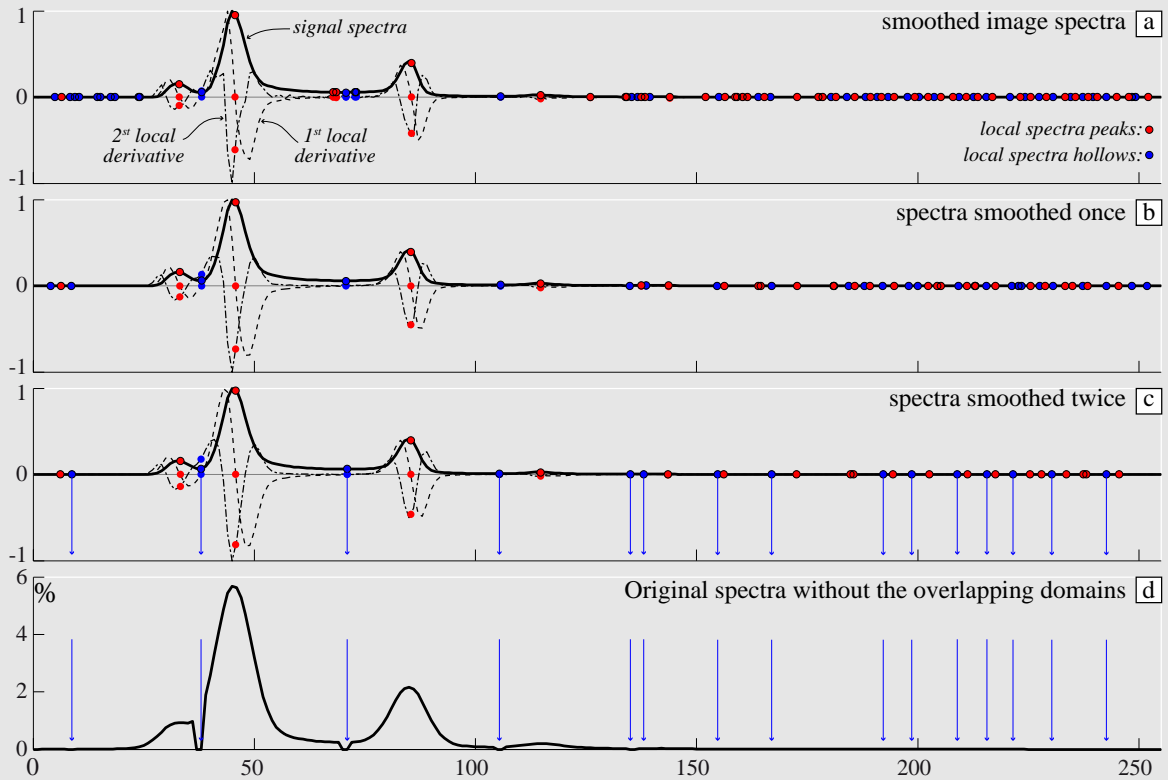


FIGURE D5 – a) Spectre de l'image homogénéisée et ses dérivées première et seconde locales. Les amplitudes sont normalisées sur l'intervalle $[-1, 1]$. Les points rouges et bleus correspondent respectivement aux pics et creux locaux. b) et c) Idem, mais pour le même spectre de a) adouci une et deux fois, respectivement. d) Spectre de l'image brute sans considérer les nuances de gris relatives aux creux définis en c) (explications dans le texte).

• **Étape 3 : Identification des limites de plages de grains.**

Les joints inter-grains se signent par des gradients importants des teintes de gris. Ces gradients reflètent les écarts entre les pics spectraux, mais peuvent également traduire une composition chimique très localement différente ou un signal électronique perturbé par la rugosité de l'échantillon. Visuellement il est facile de détecter les bordures des grains. Matriciellement, cela est moins évident car les bordures de grains sont plus ou moins diffuse et les gradients les caractérisant sont très variables selon les phases en contact. Un moyen de détecter ces contrastes de gris est de définir une valeur comme gradient minimal de ré-

-férence. Tout site caractérisé par un gradient matriciel majorant ou égalant cette valeur limite correspond donc à une zone de doute et est par conséquent à isoler pour un traitement ultérieur. Ce gradient limite dépend (i) des minéraux constituant l'échantillon et (ii) des paramètres de brillance et contraste définis lors de l'acquisition de l'image au MEB. C'est donc à l'utilisateur de choisir manuellement et précautionneusement sa valeur. Un gradient limite élevé permet de distinguer les sites à forts contrastes de gris, mais risque de ne pas détecter des frontières entre plages de gris proches (e.g., entre quartz et plagioclase). Au contraire, un gradient limite faible risque de détecter des contrastes au sein d'une même plage minérale si la signature électronique y est variable (e.g., biotites chloritisées). Les joints entre deux grains aux gris bien distincts risquent également d'être excessivement décelés, ce qui se traduit alors par un filtrage local épais pouvant asphyxier les grains de petite taille (e.g., inclusions de quartz (sombres) dans les grenats (clairs)).

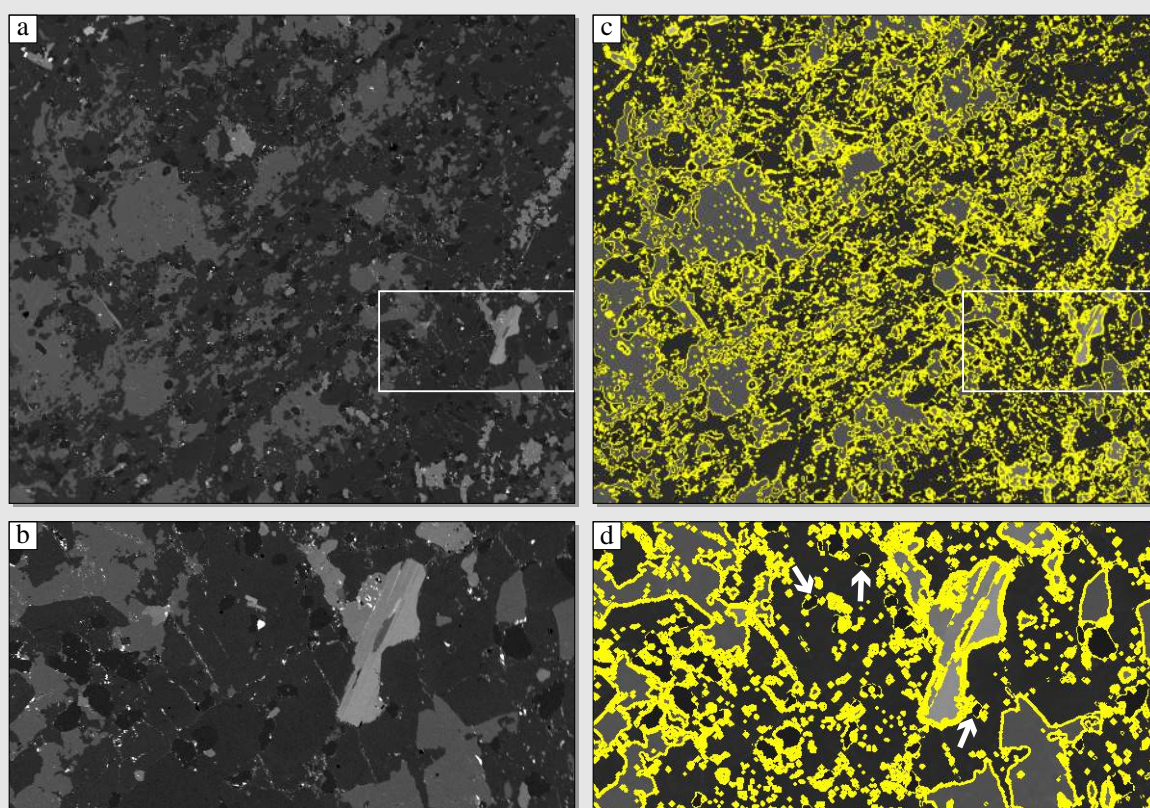


FIGURE D6 – Détection des gradients (jaune). a) Image originelle. b) Détection des sites à forts contrastes de gris. c) et d) Vues rapprochées aux sites encadrés sur a) et b) respectivement. Les flèches sur d) indiquent des grains de quartz partiellement délimités.

En raison de l'irrégularité du grain en surface, certains pixels isolés au sein d'une même phase peuvent être le siège de forts contrastes très locaux (Fig. D7). Une extension du code permet de localiser ces indices particuliers en fonction d'un nombre de pixels filtrés voisins tolérables. La moyenne des valeurs des pixels voisins non-filtrés leur sont alors attribués. Ces points sont alors supprimés du filtre et l'opération de sélection peut être réitérée autant de fois que nécessaire pour que plus aucun pixel isolé ne soit ainsi repérable. Certains îlots de pixels détectés peuvent néanmoins persister. La figure D7 illustre cette étape :

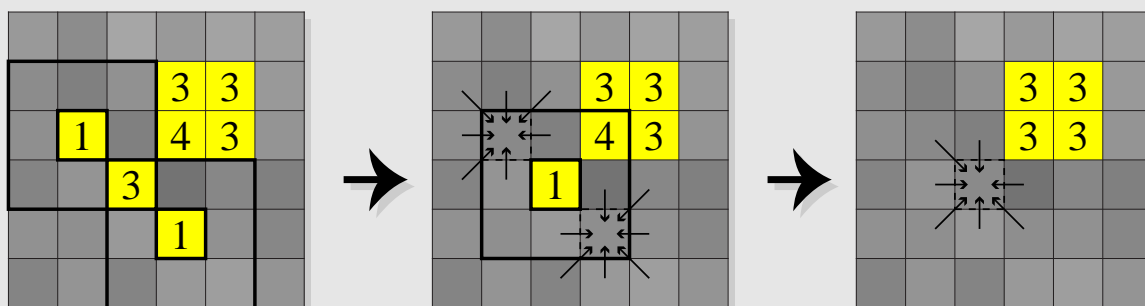


FIGURE D7 – Enchaînement des itérations de suppression des points filtrés isolés (jaunes) sur la représentation schématique d'un fragment d'image MEB (6 * 6 pixels). Les nombres correspondent à la quantité de pixels voisins filtrés. Les points pour lesquels ce nombre est inférieur à 3 sont ici réévalués.

À partir de l'image originelle (Fig. D6a, b), on obtient ainsi une matrice filtrée désignant les sites à fort gradient (Fig. D6c, d). Finalement, les domaines repérés lors des étapes 2 et 3, *i.e.* les recouvrements spectraux de phases, les défauts de surface de l'échantillon et les limites de grains composent un filtre global qui se traduit par une réduction à 0 des valeurs des pixels concernés sur l'image MEB. Ne demeure plus que des surfaces minéralogiques "pures" (valeur est supérieure ou égale à 1) auxquelles il faut désormais attribuer une phase particulière en fonction de leurs signatures spectrales.

• **Étape 4 : Grignotage de l'image, phase par phase.**

L'image MEB filtrée constitue finalement une sorte de puzzle où chaque pièce correspond à une plage de phase minérale composée de pixels de nuances de gris similaires entre elles. Les limites détectées des plages ne sont jamais de même épaisseur, et surtout ne définissent pas systématiquement des surfaces closes (Fig D6d). L'affiliation minérale des pixels doit donc être réalisée, non pas pièce par pièce du puzzle, mais par traitement spectral. Celui-ci est réalisé pas à pas, phase par phase (Fig. D8).

L'image MEB adoucie (étape 1), associée au filtre matriciel élaboré à partir des étapes 2 et 3, est utilisée. Son spectre, excluant les valeurs nulles (pixels filtrés), permet de distinguer aisément les pics correspondant aux phases minérales les plus présentes (Fig. D8a). Le recouvrement spectral des phases ayant été réduit mais pas pour autant supprimé, il n'est pas possible de traiter toutes les phases de front. La stratégie s'applique alors à repérer successivement les pixels correspondant aux différentes phases minérales, de celle qui domine l'échantillon à la moins présente.

Les différents stades successifs du dépistage d'une phase sont les suivants :

1. Le maximum global du spectre est repéré (Fig. D8a) et l'ensemble des pixels concernés sont affichés en surimposition à l'image MEB (Fig. D8b).
2. L'utilisateur désigne la phase concernée par ce pic et cette indication est sauvegardée par le programme.

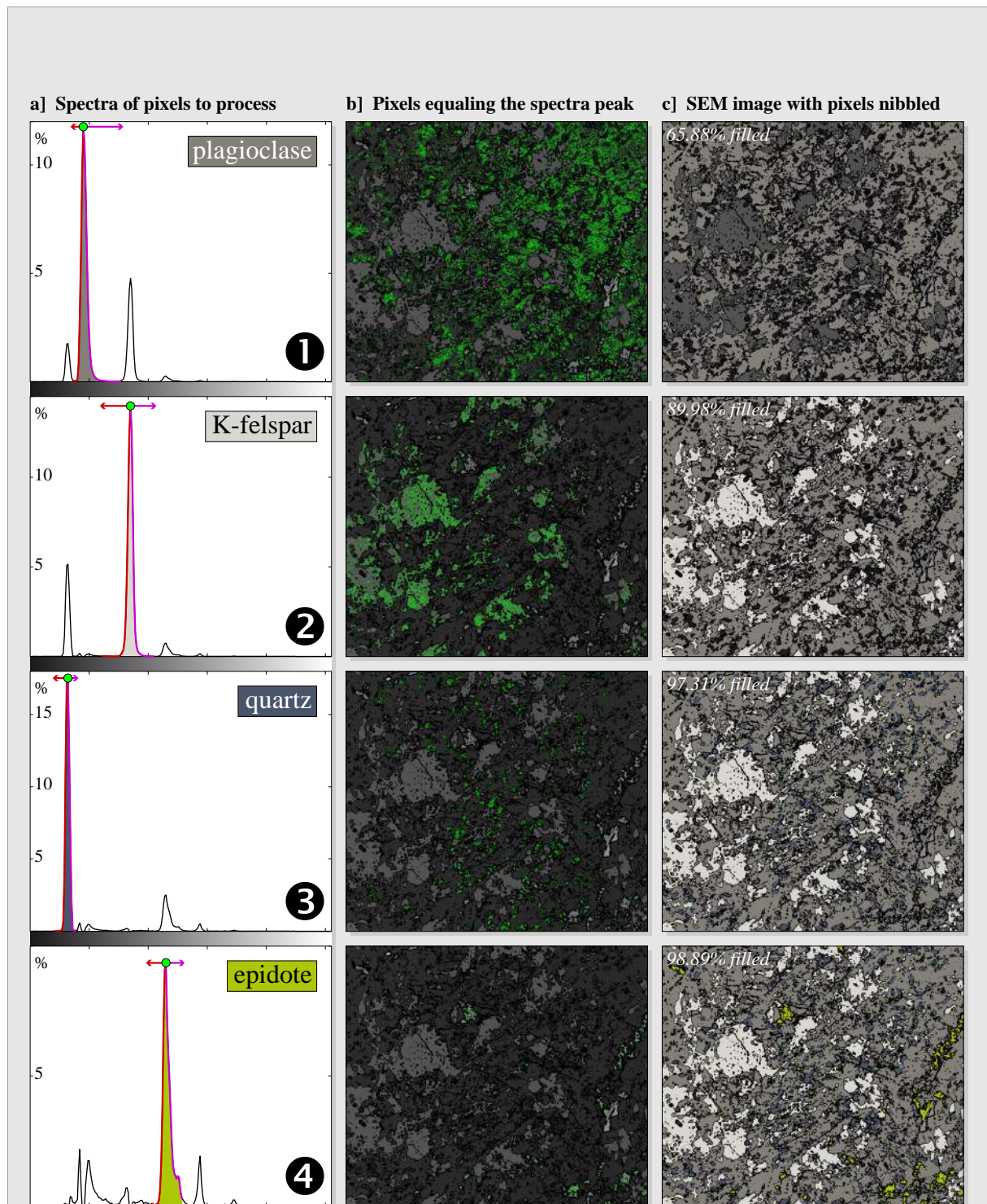


FIGURE D8 – Étapes du grignotage (lecture horizontale), phase par phase (lecture verticale). a) Spectre des nuances de gris des pixels à traiter. Le point vert indique le maximum global. De part et d'autre, l'étendue du spectre progressivement grignoté est révélée par les courbes rouge (vers les noirs) et magenta (vers les blancs). b) Image MEB adoucie montrant en vert les pixels qui correspondent à la valeur du maximum spectral. c) Image MEB adoucie exposant les pixels successivement grignotés.

3. L'ensemble des pixels correspondant à la valeur du pic, à ± 1 sont repérés.
4. Les indices des pixels voisins à chacun d'eux, non-filtrés, sont répertoriés.
5. Le spectre est parcouru dans une direction puis l'autre en élargissant la gamme de valeur autour du pic de 1 unité (Fig. D8a).
6. Les pixels voisins repérés en (4) qui sont compris dans cet intervalle de valeurs sont associés à la phase définie en (2).

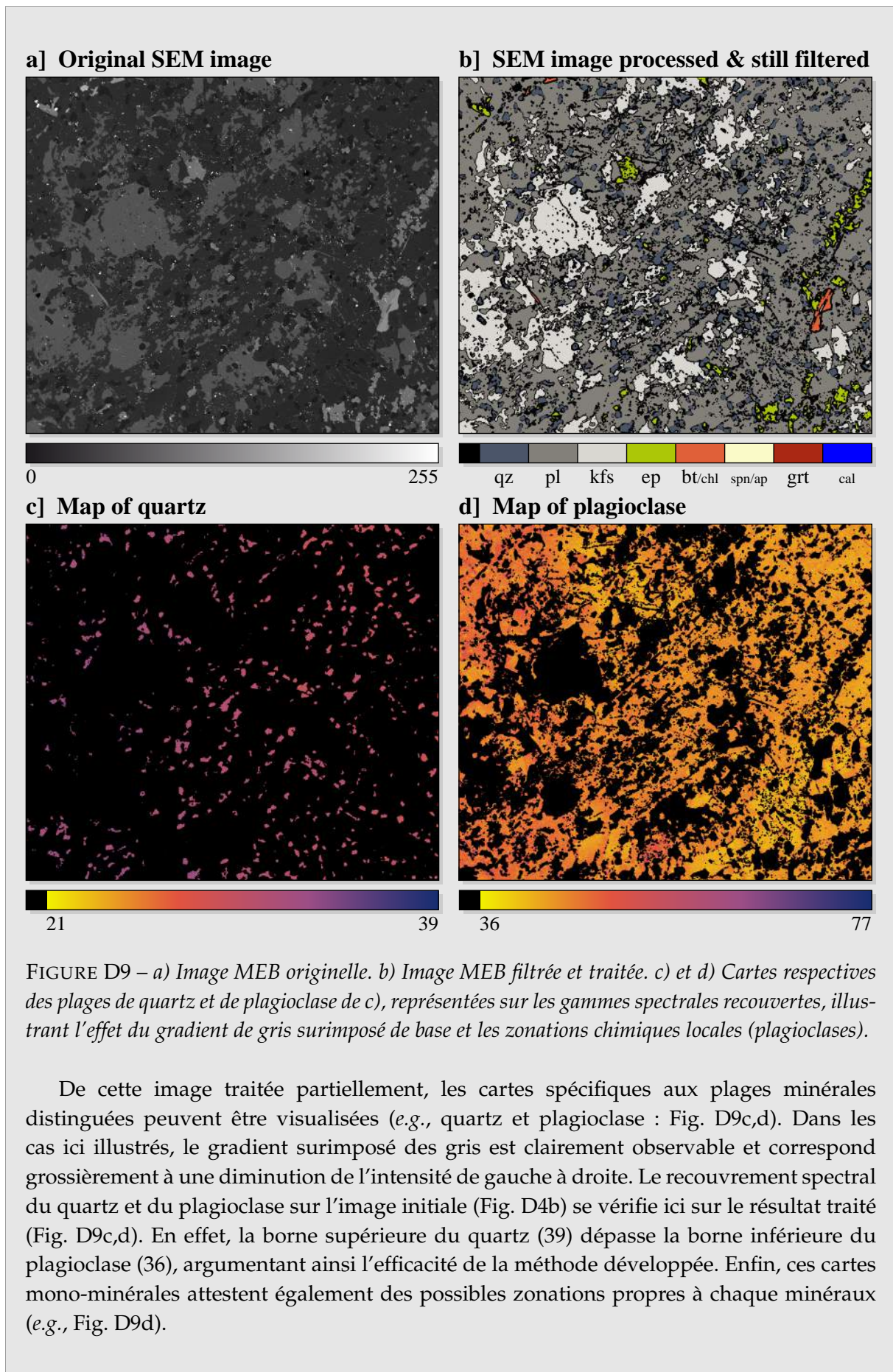
Les opérations (4) à (6) sont réitérées si bien que la gamme des gris parcourus sur le spectre s'élargit à chaque fois de 1 unité vers la gauche et vers la droite. Si le nombre de pixels détectés vers une des deux directions du spectre dépasse le nombre évalué à l'itération précédent (selon la même direction), le dépistage est suspendu dans cette direction. En effet, cela peut traduire le passage d'une phase minérale à un autre au niveau de joints filtrés discontinus. Le dépistage s'arrête lorsque le processus a été suspendu des deux côtés.

On obtient finalement une matrice reflétant l'ensemble des pixels affiliés à une même phase (Fig. D8c). Ceux-ci sont alors écartés pour constituer un nouveau spectre des pixels restant à traiter (Fig. D8a, deuxième ligne). L'élargissement du spectre parcouru lors de la procédure n'implique pas que tous les pixels correspondant aux valeurs incluses soient affiliés à la phase choisie par l'utilisateur. La condition de voisinage (stade 4) assure ainsi le contrôle du grignotage et permet de limiter les erreurs d'attribution lorsque deux phases se recouvrent sur le spectre. Le nouveau spectre intègre donc des pixels aux valeurs précédemment balayées (Fig. D8a).

Un nouveau maximum spectral global, correspondant à une deuxième phase minérale, est détecté et l'ensemble de la procédure décrite précédemment est réitérée. L'image MEB adoucie de départ est utilisée à nouveau si bien que les pixels auxquels sont attribués plusieurs phases minérales sont inventoriés.

Une fois que l'ensemble des phases dominantes a été testé une fois, il reste toujours un nombre assez conséquent de pixels à traiter — d'autant plus que l'image MEB originelle est marquée d'un léger gradient de gris surimposé. Plusieurs balayages spectraux d'une même phase (avec des pics différents) peuvent donc être nécessaires pour définir la totalité des grains correspondant sur l'ensemble de l'image. Une fois que l'utilisateur juge que l'image a été suffisamment grignotée phase après phase (ou qu'un certain seuil de remplissage a été atteint (*e.g.*, 99.9%)), la phase d'affiliation spectrale est terminée.

Les pixels affiliés à plusieurs phases minérales sont ensuite réduits au rang des pixels à traiter ultérieurement. Autrement dit, le filtre matriciel (valeurs nulles de l'image traitée) est complété aux indices respectifs de ces pixels. De l'image MEB initiale (Fig. D9a) ressort donc une carte minéralogique filtrée (Fig. D9b) où chaque phase minérale présente distinctement dans l'image initiale est repérée. Dans l'exemple ici considéré, seuls le quartz, le plagioclase, le feldspath potassique, l'épidote et la biotite \pm chloritisée sont référencés.



Il ne reste désormais plus qu'à attaquer l'affiliation des domaines filtrés (zones de doutes). Ceux-ci peuvent constituer une part importante de l'image imposant la nécessité de cette ultime étape.

• **Étape 5 : Affiliation minéralogique des zones de doutes.**

Ces "zones de doutes" (valeurs nulle de l'image traitée) constituent des domaines qui peuvent localement être étroits (e.g., joints de grains à faibles contrastes de gris). À l'opposé, pour des joints de grains à forts contrastes et les zones affectées par des impuretés de l'échantillon, elles peuvent composer de larges surfaces (Fig. D6d). La stratégie ici abordée est d'attaquer progressivement ces domaines filtrés par leurs bordures.

Pour chaque pixel indexé de ce domaine filtré, le nombre de pixels voisins également filtrés est calculé (Fig. D10). Les points totalement encadrés (8 voisins ; respectivement 5 aux bords de l'image et 3 aux coins) sont écartés du processus de rognage (Fig. D10, cadres anthracite). Ceux qui sont jointifs à des phases de différentes natures le sont également (Fig. D10, cadres bleus). Les autres sont alors considérés pour une affiliation minérale (Fig. D10, cadres orange et verts).

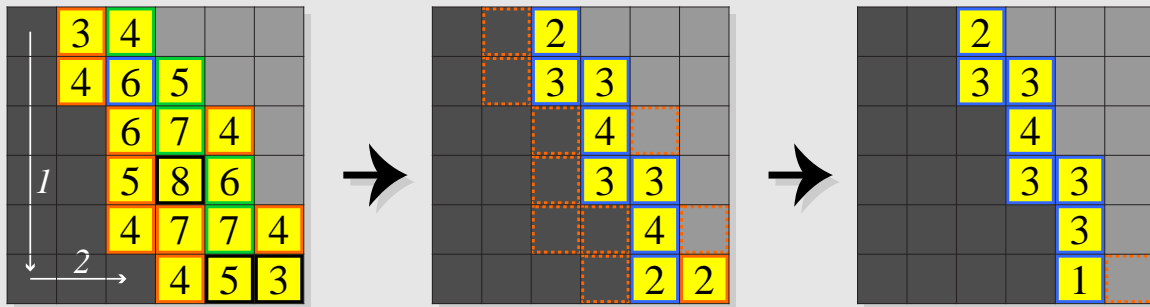


FIGURE D10 – Enchaînement des itérations d'affiliation minéralogique aux zones de doutes (i.e. domaines filtrés, jaune) à la frontière entre deux phases différentes (gris clair et gris foncé). Les bordures du fragment schématisé sont assimilées à des bordures d'image. Les nombres correspondent à la quantité de pixels voisins filtrés. La lecture matricielle de l'image est réalisée de haut en bas (1), puis de gauche à droite (2). Les pixels à encadrement anthracite sont totalement encadrés par des pixels également filtrés. Les cadres bleus indiquent une dualité (au moins) de phases au contact ("zone frontière"). Les pixels cadrés d'orange seront affiliés à l'itération en cours. En vert sont ceux qui auraient pu prétendre à une affiliation mais qui, en raison du changement antérieur des pixels oranges, demeurent filtrés.

Ces pixels sont traités un à un, dans le sens de lecture indiqué en blanc dans le premier schéma de la figure D10. Lorsqu'un candidat est affilié (Fig. D10, cadres oranges), le changement est directement considéré pour la capacité des pixels voisins à être affiliés à leur tour. Autrement dit, un pixel initialement prétendant, en raison du changement de statut de l'un de ces voisins, peut se retrouver à la jonction directe entre deux phases. Il ne sera alors pas modifié et gardera son état de "zone frontière" (Fig. D10, cadres verts).

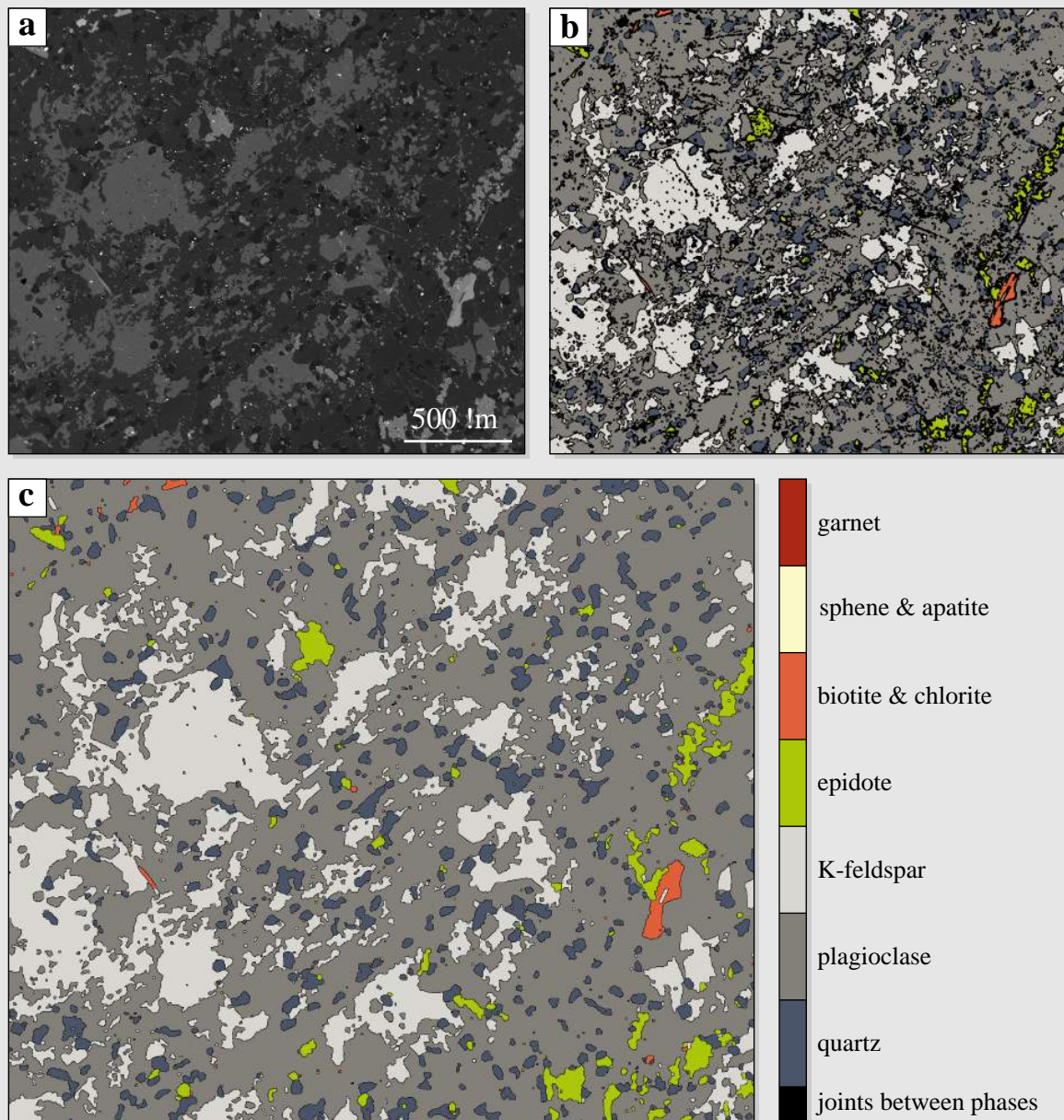


FIGURE D11 – Résumé des étapes d'attribution de phase (étapes 4 et 5). a) Image MEB brute. b) Image traitée après grignotage (étape 4). c) Image traitée finale (étape 5).

Une fois que la matrice a ainsi été balayée et modifiée, l'opération est réitérée jusqu'à ce que plus aucun pixel ne puisse prétendre à une quelconque affiliation minérale. Subsiste alors une matrice filtrée composée intégralement de "zones frontières" qui définissent ainsi les limites des différentes plages des grains de même minéralogie. La carte minéralogique de l'image considérée peut alors enfin être dessinée (Fig. D11).

AUTOMATISATION DU TRAITEMENT

Dans la procédure de traitement précédemment décrite, l'utilisateur intervient dans le choix du gradient limite (étape 3), dans la corrélation des pics spectraux avec les différentes phases minéralogiques (étape 4), et enfin, dans le pourcentage limite de parcelles grignotées lors de cette même étape 4. En considérant que l'acquisition de différentes images MEB avec les mêmes critères de brillance et de contraste, et en supposant l'amplitude du bruit et du gradient de gris surimposé constants, l'ensemble de ces tâches peut être automatisé par rapport aux acquis de l'exploitation d'une première image. Le gradient et le pourcentage limites peuvent ainsi être fixés. Quant à l'attribution des phases aux différents pics, une procédure doit être implémentée.

Il est pour cela nécessaire d'avoir au préalable une liste d'intensités de gris propres à chaque phase à reconnaître. Quand le programme reconnaît un maximum, il est facile d'associer à ce dernier la phase de laquelle il est le plus proche. Ceci, exécuté automatiquement jusqu'à ce que l'image soit grignotée au pourcentage limite fixé, permet de réaliser une image traitée complète sans que l'utilisateur n'ait à intervenir. Plusieurs images peuvent ainsi être analysées d'affilée.

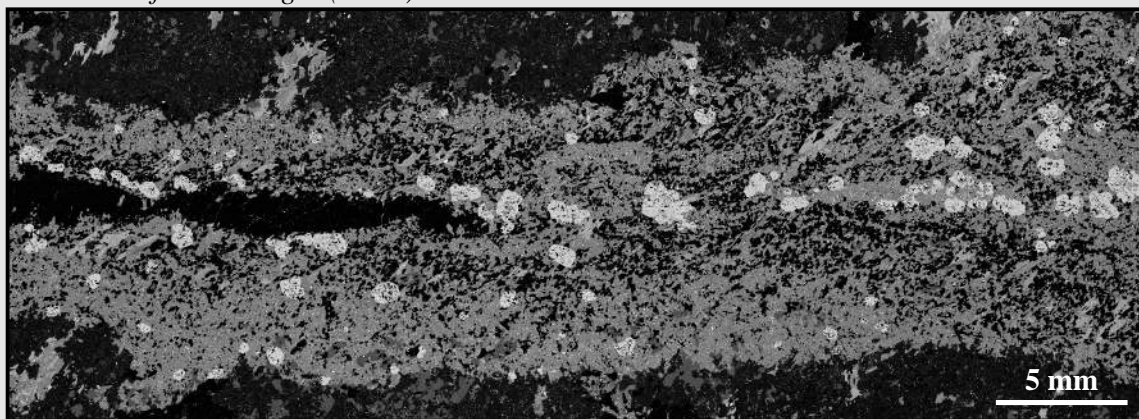
Néanmoins, il est recommandé à l'utilisateur de toujours garder un œil sur les résultats au cours de la procédure. À titre d'exemple, lors des acquisitions des images MEB, j'ai dû faire face à un problème technique contraignant. En effet, avec des paramètres d'acquisition totalement identiques à chaque fois, l'échelle des gris globale variait systématiquement d'une image à une autre. Cet obscurcissement systématique et subtil, s'arrêtait spontanément et une échelle de gris plus pâles prenait le relais. Dans ce cas, si les variations d'une image à l'autre ne sont pas conséquentes, l'automatisation peut être choisie sur quelques images successives tout en gardant un œil vigilant.

CONSTITUTION DE CARTES MINÉRALOGIQUES GRANDE ÉCHELLE

Il est possible sur certains microscopes électroniques à balayage de réaliser des clichés régulièrement espacés sur l'échantillon analysé. Ainsi, sur le MEB à l'Université de Wien, j'ai eu l'opportunité d'acquérir de telles images des lames de l'échantillon Zi13 – 09. L'ensemble des quatre lames (Fig. 8.15) a ainsi été véritablement balayé. J'ai également créé un code permettant de détecter les zones externes à la lame afin de garder un signal minéralogique total propre. Celui-ci n'est cependant pas décrit dans le présent document.

Les images acquises lors des sessions de MEB à l'Université de Wien se recoupent mutuellement sur 10% selon les axes horizontal et vertical. En rognant l'image originelle de 10% à partir de chaque bord, il est donc possible de joindre ces images entre elles de telle sorte à générer un balayage électronique précis et étendu. La figure D12a montre ainsi un petit assemblage de 5 par 12 images reconstituant le signal électronique de la veine et ses alentours proches (lame Zi13 – 09 ①). L'assemblage des images traitées par le programme SEMI-Pro est illustré sur la figure D12b.

Vein : set of SEM images (5×12)



... corresponding mineralogical map after SEM-IP

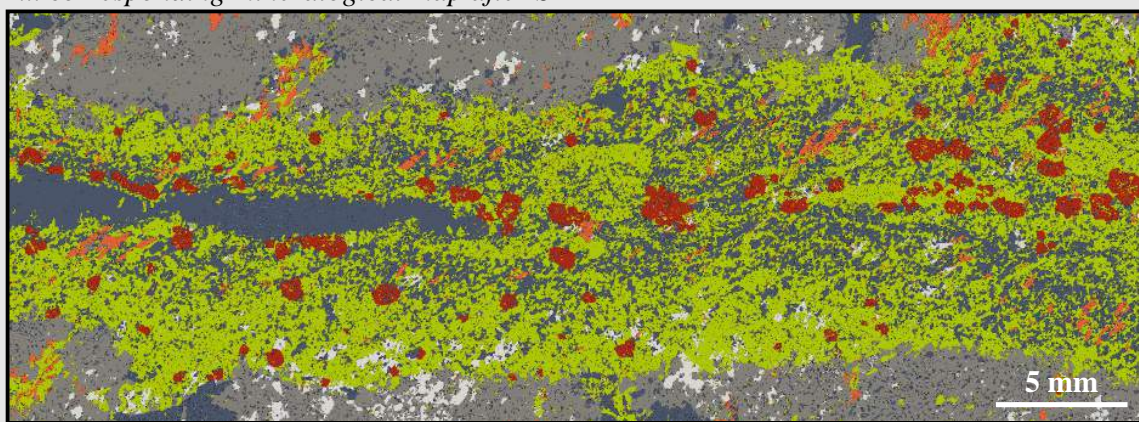


FIGURE D12 – a) Assemblage d'image MEB brutes au niveau de la veine centrale du PSZS de l'échantillon Zi13₀9 (lame ①). b) Carte minéralogique correspondante issue du traitement successif des différentes images composites par le programme SEMI-Pro.

AMÉLIORATIONS DU PROGRAMME SEMI-PRO

Ce code, développé sur la saison automne-hiver 2013-2014, est encore au stade d'ébauche. Les images traitées pour le cas des échantillons du Zillertal offrent déjà satisfaction vis-à-vis des objectifs recherchés (carte minéralogique). De nombreux points restent néanmoins à améliorer.

Il serait profitable de perfectionner la détection des bords de grains (étape 3). Dans la version actuelle, les domaines à forts contrastes de gris sont excessivement repérés (large zone filtrée) alors que les joints de grains dont les signatures électroniques sont proches sont partiellement décelés. En conséquence, les inclusions ou les grains de très petite taille sont parfois mal traités, d'autant plus que le contraste de gris aux bordures est élevé (zone filtrée du même ordre de grandeur que le grain). À l'opposé, il faudrait également être capable de distinguer les micro-phases qui correspondent à des impuretés ayant persisté

au cours des différentes étapes de filtrage. Un travail sur les pixels non-filtrés isolés (étape 3) ou sur l'évaluation de la surface recouverte par chaque plage minérale pourrait être envisagé. Ce problème de détection n'a finalement qu'un impact à très petite échelle, et le résoudre n'influencera pas significativement la véritable signature minéralogique d'un échantillon.

L'affiliation spectrale aux différentes phases minéralogiques constitue au contraire une étape clé, d'autant plus si la procédure est accomplie automatiquement. Imprudemment exécutée, des confusions de grande portée peuvent survenir. La présence d'un gradient de gris surimposé est notamment problématique. Elle implique une amplification du phénomène de recouvrement spectral des phases minéralogique à l'échelle de l'image. Deux pistes peuvent entre autres être envisagées : (i) traiter séparément des sections de l'image MEB avant de reconstituer finalement la carte minéralogique correspondante ou (ii) estimer le gradient surimposé sur une phase dominante, de composition chimique peu variable (pas de gradients intra-grain) et dont la surface est généralement lisse (*e.g.*, le quartz est un bon candidat par exemple). Cette dernière option implique que le gradient surimposé constitue un défaut technique constant (contrairement aux images MEB acquises ici présentées).

Il serait également très utile d'améliorer l'automatisation pour faire face aux variations techniques des gammes de gris d'une acquisition à une autre (équivalentes à une fluctuation involontaire des paramètres de brillance et contraste). La solution pourrait passer par une appréhension des écarts relatifs entre chaque extremum majeur (signant les différentes phases dominantes de l'échantillon).

Les possibles zonations intra-grain élargissent la gamme spectrale de la phase minérale correspondante. Celles-ci accentuent donc l'effet de recouvrement spectral et se signent pas des gradients locaux, à l'échelle du grain, qui peuvent se confondre avec les contrastes de gris entre deux grains de nature différente. Par exemple, les biotites plus ou moins chloritisées dans les échantillons analysés dans la présente étude posent un véritable problème. La chloritisation est souvent graduelle au sein du même biotite. Le choix a été ici fait de considérer la biotite, la chlorite et toutes les phases intermédiaires comme une seule et même phase. Ceci se justifie d'autant plus que la chloritisation a vraisemblablement lieu lors du chemin rétrograde de l'unité du Zillertal, *i.e.* après les conditions amphiboliques à laquelle se sont développées les zones de cisaillement. En outre, la chloritisation impose deux autres complications. D'une part, sa signature électronique se rapproche de celle de l'épidote. La distinction entre les deux phases est donc délicate, notamment lorsque les deux sont jointives. Un réajustement manuel de l'attribution des phases après traitement doit parfois être effectué. D'autre part, la surface des chlorites est fréquemment rugueuse, perturbant ainsi le signal chimique brut et induisant des variabilités de gris notables à l'échelle des pixels. De même la distinction entre les apatites et les sphènes, présents localement, est difficile à faire en raison de la gamme spectrale réduite par les paramètres de brillance et de contraste choisis. Ne constituant que des phases très secondaires, elles sont regroupées selon une même affiliation minéralogique. Les autres phases, quant à elles, n'ont pas posé véritablement de problème lors du traitement.

Les limites du programme SEMI-Pro ici énoncées font suite aux difficultés rencontrées sur les lames issues des échantillons analysés de la présente étude. Un travail sur plusieurs échantillons provenant de lithologies complètement différentes est nécessaire pour mieux cerner l'étendue réelle des difficultés. De nouveaux problèmes apparaissent à chaque exploitation, appelant continuellement de nouvelles solutions. Les améliorations ici définies ne constituent donc pas une liste exhaustive.

Le programme actuel permet de retracer dans les grandes lignes la signature minéralogique en surface d'un échantillon. Les résultats sont ici largement suffisants pour prétendre à être interprétés vis-à-vis du problème géologique défini.

E Une autre application du code numérique thermo-cinématique 2-D - Article 3

Le code numérique thermo-cinématique développé au cours de cette thèse a été utilisé dans le cadre du stage de Master 2 de Julien Fauconnier à l'Université de Pierre et Marie Curie (UPMC, Paris VI). L'application qui en est faite concerne l'étude thermique d'une zone de chevauchement majeure des Calédonides en Norvège dans le but d'aider à l'interprétation de données thermométriques Raman réalisées sur des échantillons provenant de la zone de cisaillement à l'affleurement. Le shear heating n'est pas considéré. L'étude a fait l'objet d'une publication (Fauconnier *et al.*, 2014). Celle-ci est présentée par la suite.

Thermal structure of a major crustal shear zone, the basal thrust in the Scandinavian Caledonides.

Struture thermique d'une zone de cisaillement crustale majeure, le chevauchement basal dans les Calédonides Scandinaves.

Julien FAUCCONNIER, Loïc LABROUSSE, Torgeir B. ANDERSEN, Olivier BEYSSAC, Sylvia DUPRAT-OUALID, Philippe YAMATO.

Earth and Planetary Science Letters (EPSL), 2014.

Résumé

Les zones de chevauchement d'échelle crustale accommodent la majeure partie du raccourcissement horizontal au front des prismes orogéniques. Leur état thermique est une caractéristique clé des zones de collision, dépendant de paramètres critiques tels que le taux de chauvauchement ou les propriétés thermiques initiales des unités lithosphériques impliquées. Nous présentons ici la première imagerie directe de l'enveloppe thermique d'une telle zone de chevauchement : le Jotun Basal Thrust (JBT) dans les Calédonides Scandinaves, à travers la Spectroscopie Raman de Matériel Charbonneux dans les "alum shales", une unité riche en carbone organique d'âge Cambro-Ordovicien le long de laquelle s'est développé le décollement basal du JBT. La cartographie des températures maximales au sein de cette unité montre des isothermes s'échelonnant de $\sim 320^{\circ}\text{C}$ au sud-est à $\sim 500^{\circ}\text{C}$ au nord-ouest à l'extrémité de l'empilement structural. Basés sur l'équilibre $\text{bt} + \text{chl} + \text{grt} + \text{ph}$, nous estimons que l'extrémité arrière a atteint une température de 500°C à une pression de $1.2 \pm 0.1 \text{ GPa}$. De la modélisation thermo-cinématique 2-D contrainte par ces nouvelles données associée aux estimations de la durée de la collision Scandienne indique que (1) le pic de température reflète avant-tout des étapes d'enfouissement maximum, (2) le taux de chevauchement et le pendage devaient certainement être faibles pour le JBT et (3) les Calédonides Scandinaves représentent un prisme orogénique relativement froid par rapport à d'autres orogènes.



Thermal structure of a major crustal shear zone, the basal thrust in the Scandinavian Caledonides



J. Fauconnier^{a,b,*}, L. Labrousse^{a,b}, T.B. Andersen^c, O. Beyssac^d, S. Duprat-Oualid^e, P. Yamato^e

^a UPMC Univ. Paris 06, UMR 7193, IStEP, F-75005 Paris, France

^b CNRS, UMR 7193, IStEP, F-75005 Paris, France

^c Center for Earth Evolution and Dynamics (CEED), Univ. of Oslo, Postbox 1047, Blindern, N-0316 Oslo, Norway

^d Institut de Minéralogie et de Physique des Milieux Condensés (IMPMC), UMR CNRS-UPMC, Campus Jussieu, Case Courrier 115, 4 place Jussieu, F-75005 Paris, France

^e Géosciences Rennes, CNRS UMR 6118, Université de Rennes 1, F-35042 Rennes, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 23 March 2013

Received in revised form 11 September 2013

Accepted 21 October 2013

Available online xxxx

Editor: Y. Ricard

Keywords:

RAMAN thermometry

thrust zones

Caledonides

thermo-kinematic modelling

ABSTRACT

Crustal-scale thrust zones accommodate most of the horizontal shortening at the front of orogenic wedges. Their thermal state is a key feature of collision zones, depending on critical parameters such as thrust rate or initial thermal properties of involved lithosphere units. We present here the first direct imaging of the thermal envelope of such a thrust zone: the Jotun Basal Thrust (JBT) in the Scandinavian Caledonides, through Raman Spectroscopy of Carbonaceous Material in the alum shales, an organic carbon-rich unit of Cambro-Ordovician age along which the basal decollement of the JBT developed. Maximum temperature mapping within this unit shows isotherms grading from $\sim 320^\circ\text{C}$ in the south-east to $\sim 500^\circ\text{C}$ in the north-west in the trailing end of the nappe stack. Based on $\text{bt} + \text{chl} + \text{grt} + \text{ph}$ equilibrium, we estimate that the trailing end reached a temperature of 500°C at 1.2 ± 0.1 GPa pressure. 2-D thermo-kinematic modelling constrained with these new natural data and timing considerations for the Scandian collision indicates that (1) peak temperature mainly reflects maximum burial stage, (2) thrust rate and dip angle must have been low for the JBT and (3) the Scandinavian Caledonides represent a relatively cold orogenic wedge compared to other orogens.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

In continental collision, most of the convergence between the facing plates is accommodated on a major thrust system at crustal to lithospheric scale. Our understanding of such crustal scale thrusts essentially comes from the well-studied and active Himalayan system (i.e. Main Frontal, Main Boundary and Main Central Thrusts) as well as the ancient equivalents such as the fold-and-thrust systems in the central and southern Appalachians (Boyer and Elliott, 1982). Numerical and analytical models on the thermal evolution of the MCT and the underthrust Lesser Himalaya have been constrained by pressure–temperature paths or maximum temperature patterns across the MCT (Bollinger et al., 2004; Henry et al., 1997). Geometry at depth deduced from reflection and refraction seismic coupled with gravity measurements (Hetényi et al., 2006; Nábělek et al., 2009; Zhao et al., 1993) show that all thrusts branch from a shallowly dipping reverse ductile shear zone, the Main Himalayan Thrust (MHT), in which temperatures are only indirectly known.

The Scandinavian Caledonides, have many similarities to the Himalayas in both tectonostratigraphy and structure (Andersen et al., 2002; Labrousse et al., 2010) and therefore provide a unique opportunity to study the deeper parts of a crustal-scale thrust that compares with the MHT in size and offset. The Jotun Basal Thrust (JBT) accommodated a significant portion of the relative motion between the Caledonian nappe stack and *in-situ* basement and cover of Baltica during the Scandian collision and its later collapse (Andersen, 1998; Fossen and Dunlap, 1998). The late Proterozoic to lower Palaeozoic cover of the Baltic Shield, and most notably the graphitic black alum shale of late Cambrian to early Ordovician age, served as a decollement horizon for the thrusting. This carbon-rich black shale thus recorded the complete thermal evolution of the JBT. The thermometer based of Raman Spectrometry on Carbonaceous Material (RSCM, Beyssac et al., 2002) applied to the alum shales has enabled us to measure and map the peak temperatures along the thrust plane. Conventional thermobarometry and time-constraints from the Scandian orogeny sequence are used in the set-up of thermo-kinematic models for the JBT. The effect of convergence rate, thrust plane geometry, and duration of extensional reactivation are also evaluated. Synthetic thermal profiles from the

* Corresponding author.

numerical models are then discussed in the light of our new natural data.

2. Geological setting

2.1. Caledonian tectonics

The basal thrust of the Scandinavian Caledonides developed as a crustal scale shear zone when the mountain belt was assembled during the collision between Baltica and Laurentia, known as the Scandian Orogeny (Gee, 1975). The resulting Scandian nappe-pile contains four main Allochthons (Lower, Middle, Upper and Uppermost) that can be traced along the exposed length (~1800 km) of the orogen (Roberts and Gee, 1985). The Upper and Uppermost Allochthons are interpreted to be outboard oceanic terranes and portions of the overriding Laurentian plate, respectively (e.g. Roberts, 2003). The Middle- and Lower Allochthons are considered as the shortened pre-Caledonian passive to hyperextended margin of Baltica, but the Middle Allochthon may also contain some outboard exotic elements emplaced by large-scale strike-slip prior to the final collision (Nystuen et al., 2008; Andersen et al., 2012; Corfu et al., 2011; Kirkland et al., 2008).

In southern Scandinavia, the Middle Allochthon including the Jotun nappe is dominated by very large crystalline nappes of Proterozoic rocks, partly with meta-sedimentary cover (e.g. Lundmark and Corfu, 2007; Nystuen et al., 2008). In addition, an allochthonous melange unit with numerous mantle peridotites representing the remnants of deep basin(s) formed by hyperextension in the pre-Caledonian continental margin of Baltica, sits between the continental Lower Allochthon dominated by meta-sediments and the large Middle Allochthon nappes (see above and Andersen et al., 2012). The Jotun nappe is described as an association of Precambrian metamorphic basement thrust together with silico-clastic cover units ("Valdres Sparagmites") on top of the lower allochthon phyllites (Bryhni and Sturt, 1985).

The main thrusting of nappes onto Baltica started after the Middle Silurian Iapetus Ocean had closed in the Middle Silurian (~430 Ma, e.g., Corfu et al., 2006; Torsvik and Cocks, 2005). Several Pre-Scandian events affected distal parts of the margin of Baltica prior to the final closure, at 482, 450 and 446 Ma (e.g. Andersen et al., 1998; Brueckner and van Roermund, 2004; Roberts, 2003; Root and Corfu, 2012). The onset of collision is dated at ~430 Ma by: (i) cessation of subduction-related magmatism (e.g. Corfu et al., 2006), (ii) obduction of marginal basin/island-arc ophiolites in the Middle Silurian (Andersen and Jamtveit, 1990; Furnes et al., 1990) and (iii) the onset of the high-pressure metamorphism in the basement of Baltica (e.g. Glodny et al., 2008; Jolivet et al., 2005) as well as onset of molasse-type sedimentation in the foreland (Bockelie and Nystuen, 1985). The Scandian collision, crustal thickening and emplacement of the growing nappe-pile onto Baltica continued for ~25 Myr during the early Devonian. The basement rocks of the Western Gneiss Region (WGR) in the footwall of the Caledonian floor thrust reached high- and ultra-high pressure metamorphic conditions at ~410 to 400 Ma (e.g. Hacker et al., 2010; Kylander-Clark et al., 2008; Krogh et al., 2011). At this stage the Caledonian mountain belt in Scandinavia and East-Greenland reached dimensions similar to those of the present-day Himalaya (Labrousse et al., 2010).

The extensional phase that follows convergence can be divided in two stages (Fossen, 1992; Andersen, 1998). The early phase (Mode-I in Fossen, 1992) was induced by crustal collapse and results in reactivation of the JBT as a detachment. Late extension (Mode-II) produced crustal-scale extensional shear zones such as the Hardanger-Lærdal-Gjende Fault Zone (HLGFZ), which cross-cuts the entire nappe pile (Fossen and Hurich, 2005).

2.2. The alum shales

The black shales of the JBT, here subject to RSCM study, are located immediately above a thin discontinuous sedimentary cover to the allochthonous basement of Baltica (Fig. 1a). The basal decollement is more specifically located in the mechanically weak, organic-rich alum shales of Late Cambrian to Early Ordovician age (e.g. Bruton et al., 2010). In the field the alum shales are commonly 1 to 100 m thick and very rich in carbonaceous material (CM), with a Total Organic Carbon (TOC) up to 15% (Gautneb and Saether, 2009). The floor thrust is underlain by a thin and discontinuous (para)autochthonous cover of shale, quartzite and dispersed pockets of mostly thin basal conglomerate (e.g. Bruton et al., 1989). The floor-thrust known as the 'Osen-Røa Detachment' in the foreland of SE Norway (e.g. Nystuen, 1981; Bruton et al., 2010), can be traced westward below the Allochthons, across south-central Norway and continues into the JBT (Fig. 1). The JBT and the underlying autochthon reappear within the line of prominent basement windows formed by post-Caledonian (Permo-Triassic and younger) faulting accompanied by footwall uplift along the HLGfZ (Fig. 1) in central south Norway and beyond (Andersen et al., 1990; Fossen, 2010). The primary basement-cover relationships with local preservation of depositional contacts have also been identified below the basal thrust zone and nappes along the SE-margin of the WGR between the Bergen Arcs and Lom (Lutro and Tveten, 1998; Milnes et al., 1997). The basal thrust of the Caledonian mountain belt in South Norway can consequently be traced almost continuously across the strike from the down-faulted pin-point in the foreland south-east of Oslo within the Oslo Rift, between the deformed series at Holmstrand and the flat-lying Cambro-Silurian at Langesund (Ofte Dahl, 1943 in Morley, 1986; Bruton et al., 2010), to the hinterland cover on the WGR, over a distance of approximately 250 km. Our sampling profiles were collected away from areas where local thermal effect of the large Permo-Carboniferous magmatic rocks of the Oslo Rift were identified from conodont colour alteration index (Aldridge, 1984), and hence cover only 150 km of the observable across-strike section 180 km away from the fossil front (Fig. 1).

Samples collected in this study (Table 1, Fig. 1) show penetrative ductile stretching (Fig. 1a) with lineations trend from 100° to 135°. The foliation is parallel to the JBT, dipping toward the SE or NW defining the limbs of a large-scale synform in South Norway. Shear bands, drag folds, asymmetric boudinage within the alum shales systematically indicate top to NW to W shear-senses (Fig. 2), except for 2 sampling sites preserving top to SE shear sense indicators (Fig. 1a). Most of the structures within the alum shale layer therefore reveal extension along the former JBT dip direction related to north-westward extensional reactivation of the JBT (Fossen, 1992; Andersen, 1998).

The age of deformation along the decollement post-dates deposition of the Late-Silurian molasse-type fluvial deposits in the foreland as well as Lower Devonian (408 Ma) thrust-related growth of muscovite dated by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ method near the extensional break-away of the Valdres area (Fossen and Dunlap, 1998). In the central part of the orogen the basal decollement as well as the meta-sedimentary thrust wedge were strongly affected by late- to post-orogenic NW-directed extension, which was partly contemporaneous with thrusting in the foreland (e.g. Andersen, 1998; Fossen, 2010). The latest ages on syn-kinematic muscovites in the Jotun nappe and the shallowest levels of the WGR below the JBT indicate a north-westward reactivation until 400 to 395 Ma (Fossen and Dunlap, 1998; Hacker, 2007). JBT therefore underwent some stretching during late Caledonian extension as well as normal offset along cross cutting extensional (Fossen and Hurich, 2005).

The JBT can therefore be considered as a crustal-scale structure that first accommodated thrusting of outer Baltican continental

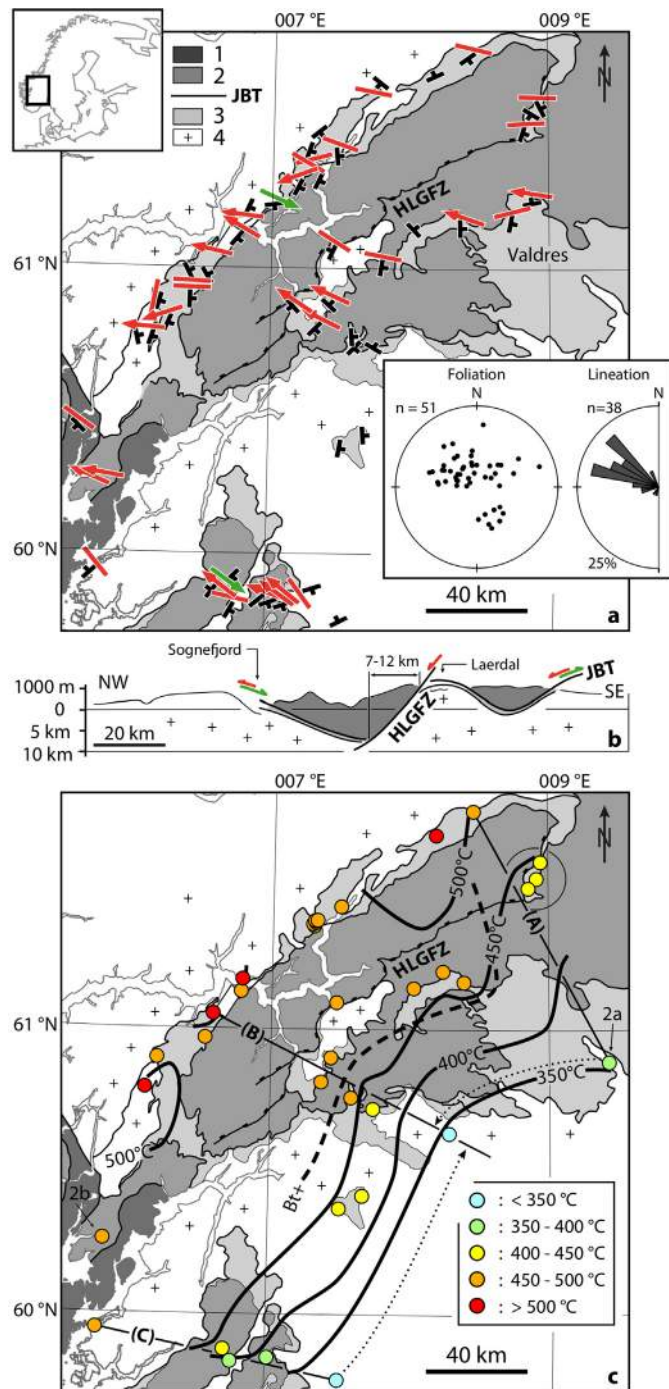


Fig. 1. (a) Location of sampling sites, foliation and lineation strike and dip. Arrows indicate sense of shear. Green arrows indicate syn-collisional thrust movements on JBT, red arrows indicate late top-to-northwest extension. Rose diagram shows lineations and stereonet shows poles to foliation. 1. Upper Allochthon, 2. Middle Allochthon (i.e. Jotun nappe), 3. Lower Allochthon and Baltica cover, 4. Baltica basement. HLGfZ Hardanger-Lærdal-Gjende Fault Zone, JBT Jotun Basal Thrust. (b) Schematic cross-section through the southern Caledonides along profile B in Fig. 1c. Offset on the HLGfZ deduced from Lutro and Tveten (1998). (c) Maximum temperature estimates from RSCM on alum shales. A, B and C profiles refer to Fig. 3. Dashed arrows indicate the projection of profiles A and C on B for Fig. 3. Circled points are 46, 47, 48 discussed in the text. bt+ dashed line is biotite isograd.

margin as well as outboard terranes onto Baltica during Scandian collision for 25 Myr from 430 to 405 Ma (green arrows on Fig. 1a & b), which brought the westernmost WGR to UHP at 3.4 GPa (Hacker et al., 2010). Thereafter, it was reactivated as a top-to-west extensional detachment (red arrows on Fig. 1a & b) for 5 to 10 Myr

(from 405 to 400–395 Ma). In the studied section of southern Norway, the alum shale is a nearly continuous lithology within the decollement, recording its complete thermal evolution down-dip for 150 km parallel to its displacement direction.

3. RSCM temperature envelope of the JBT and constraints on its geometry

3.1. Method

Organic matter trapped in sediments gradually changes its chemistry and structure under the effect of heating, burial and subsequent metamorphism (Beysac et al., 2002). The RSCM thermometry is based on the quantitative determination of the degree of graphitisation of CM which is a reliable indicator of metamorphic temperature. Because graphitisation of CM is irreversible, the structural modification recorded by Raman spectrometry is insensitive to retrogression and therefore records the maximum temperature experienced by the rocks during a PT-time loop (Beysac et al., 2002). Temperature can be determined with absolute confidence of $\pm 50^\circ\text{C}$ in the range $330\text{--}650^\circ\text{C}$. Within-sample and relative uncertainties between samples are, however, much smaller, in the $10\text{--}15^\circ\text{C}$ range (Beysac et al., 2004). More recent work on lower-grade rocks have shown that CM Raman spectra also can be correlated with the metamorphic temperature in the range at $200\text{--}330^\circ\text{C}$ and a systematic correlation of the Raman spectra and temperature expands the total range from 200 to 650°C (Lahfid et al., 2010). The absolute error of the method is $\pm 50^\circ\text{C}$, but we also estimate a standard deviation for each sample (σ/\sqrt{n}) which gives an insight on within-sample heterogeneity (detailed description of method and errors in Beysac et al., 2002 and 2004). In this study Raman spectra were obtained using a Renishaw InVia Reflex microspectrometer (IMPMC, Paris). We used a 514 nm Laser Physics argon laser in circular polarisation, and followed closely the analytical and fitting procedures described in Beysac et al., (2002 and 2003). Measurements were done on polished thin sections and CM was systematically analysed below a transparent adjacent mineral, generally quartz. 586 spectra were recorded on 40 samples (Table 1) in extended scanning mode ($700\text{--}2000\text{ cm}^{-1}$, Fig. 2e) for lower T samples or restrained scanning mode ($1200\text{--}1700\text{ cm}^{-1}$, Fig. 2f) for higher T samples, with acquisition times from 30 to 60 seconds. Spectra were then processed using the software Peakfit (Beysac et al., 2003).

3.2. Results

Temperatures were derived from 10 to 25 spectra in each sample. Only spectra disturbed by fluorescence of the adjacent mineral, and those measured in detrital graphite were not considered. Temperature estimates vary from 314°C to 515°C with a standard error between 2 and 7 (Table 1). Average scatter was $\pm 25^\circ\text{C}$ with maximum value of $\pm 35^\circ\text{C}$. The low- T calibration values were preferred for 3 sites (1, 61 and 64), high- T calibration giving the same T values with larger scatters. In order to estimate the outcrop scale variations of maximum temperatures recorded by the alum shales, several outcrops were repeatedly sampled. Series 1a to 1d, or 9a and 9b coming from two outcrops yielded the same T_{max} value (Table 1) within the measurement uncertainties. Samples 92, 93 and 94 also come from the same outcrop. Differences in T_{max} are below 25°C , meaning local variations in carbonaceous material maturation are within uncertainties. It is therefore possible to interpret the $40T_{\text{max}}$ estimates at the scale of the southern Caledonian nappes stack, as a mapping of the maximum temperatures reached by the alum shales along the footwall of the JBT during the Scandian collision (Fig. 1c). Along three profiles oriented perpendicular to the present-day thrust front, temperatures

Table 1

Samples, outcrop coordinates, mineral assemblages, number of spectra recorded for RSCM, R2 (*RA1) ratios calculated, average temperature and the standard deviation σ/\sqrt{n} .

Sample	Latitude	Longitude	Minerals	Raman			
				n spectra	R2 or RA1	T mean [°C]	σ/\sqrt{n}
1a	59.7570	7.5137	ph + pl	24	0.627*	314	3
1c				14	0.636*	325	2
1d				15	0.658*	353	2
4	59.8334	7.0139	chl + ph	16	0.584	381	2
6b	59.8176	6.7531	chl + ph + pl + tur	25	0.570	387	2
9a	59.8606	6.7008	ph + pl	15	0.504	417	2
9b				12	0.486	425	4
10b	59.9254	5.7898	cb + ph + pl	14	0.342	489	4
11	60.2419	5.8138	cb + chl + grt + ph + pl	15	0.355	483	4
16	60.7869	6.0705	bt + ph + pl	13	0.283	515	4
18	60.8942	6.1501	bt + cb + ph + pl + tur	15	0.386	469	4
20	61.0564	6.5500	bt + cb + chl + ph	13	0.284	515	5
21	61.1380	6.7509	bt + cb + ph	12	0.375	474	6
22	61.1819	6.7595	cb + chl + ph + pl	14	0.314	501	4
32	60.9693	6.4970	chl + ph	13	0.358	481	4
35	61.3760	7.2798	BT + chl + ph + pl	13	0.330	494	3
36	61.3831	7.2705	bt + chl + ph + pl	11	0.341	489	5
37	61.3886	7.2899	cb + ph + pl	18	0.349	485	4
38	61.3950	7.2843	bt + cb + ph	15	0.384	470	4
39	61.3964	7.3025	bt + ph + pl + tur	15	0.400	463	4
41	61.4459	7.4764	cb + chl + grt + ph	12	0.339	490	7
43	61.7041	8.1740	ph	14	0.242	534	4
44	61.7908	8.4500	chl + ph	15	0.329	495	4
46	61.6114	8.9519	ph	15	0.439	445	3
47	61.5518	8.9225	ph	13	0.464	435	3
48	61.5171	8.8619	chl + ph + tur	18	0.461	436	3
51	61.1808	8.3907	bt + cb + chl + ep + ph + pl	10	0.401	463	4
52	61.1581	8.0216	ph	15	0.366	478	5
54	61.1036	7.4560	bt + cb + chl + ph	15	0.343	488	4
56	60.9067	7.4221	bt + chl + ph + pl	13	0.366	478	6
57	60.8199	7.3539	bt + cb + chl + ph	15	0.412	458	3
58	60.7653	7.5740	ph	14	0.411	458	6
60	60.7259	7.7358	ph	16	0.458	437	3
61	60.6406	8.2944	ph	16	0.646*	338	3
62	60.3687	7.5015	chl + ph	14	0.431	449	3
63	60.4154	7.6679	ph + pl	14	0.460	436	7
64	60.8970	9.4593	–	13	0.658*	352	2
92	61.2186	8.2354	cb + chl + ph	14	0.418	455	2
93				14	0.382	471	3
94				14	0.361	480	4

rise from 314 to 352 °C in the SE end up to 483 to 534 °C at the NW termination (Fig. 3). The three profiles describe a regional increase in temperature with isotherms following the average strike of the Caledonian nappe-stack (Fig. 1c). When projected on a single profile (Fig. 3), our data show that temperature increase is roughly linear for the first 70 km from 320 °C to 500 °C. Temperature values for samples 46, 47 and 48 appear slightly out of trend on a temperature–distance diagram (circled in Figs. 1c and 3) possibly due to non-cylindricity of the regional tectonics toward the North. Alternatively it is also possible that these samples are from a structurally higher level, basement not being exposed near these sampling sites. Value points derived from samples in the hanging-wall of the HLGfZ have been restored in their initial position, considering horizontal offsets of 7 to 12 km on the HLGfZ according to cross-sections (Lutro and Tveten, 1998; Andersen et al., 1999), shaded boxes in Fig. 1b). Despite the offset on the HLGfZ, the samples in its hanging-wall do not show any changes in the global temperature trend. At regional scale, RSCM temperature pattern eventually draw a 130 km long sub-planar envelope with lowest values of 320 °C at the present-day frontal hanging-wall cut off and 500 °C at the trailing end the JBT.

Corresponding with the maximum temperature increase, the alum shales also show a change in textural mode, from preserved

detrital grains (micas, quartz and clay minerals) on the south–east (Fig. 2c), to chl + ph + pl + qz + CM ± cb paragenesis in the central area, and bt + ph + pl + qz + CM ± grt (Fig. 2d) in the trailing end near the WGR. The crystallization of biotite from chlorite can be traced as an isograd trending parallel to the nappe-stack regional strike between samples with comparable chemistries (Fig. 1c), close to the 450 °C RSCM isotherm.

Constraints on the maximum depth recorded by the alum shales were deduced from the peak metamorphic paragenesis bt + chl + grt + ph developed in the samples with highest RSCM temperatures. Within the paragenesis stability field in a pseudo-section derived from whole-rock composition of alum shales and thermodynamic modelling (supplemental material, Holland and Powell, 1998), Si content in phengites, reaching 3.2 Si p.f.u. and almandine rich ($X_{Alm} = 0.7$) overgrowth on garnet yield narrow PT conditions of 500–550 °C and 1.1–1.3 GPa pressures for peak equilibration, in agreement with the maximum temperature estimates from RSCM. Considering that this pressure corresponds a lithostatic pressure and assuming a density of 2700 kg/m³ in average for the crust, this PT estimate yields a 45 ± 4 km depth for the maximum burial of the north-westernmost studied shales/schists.

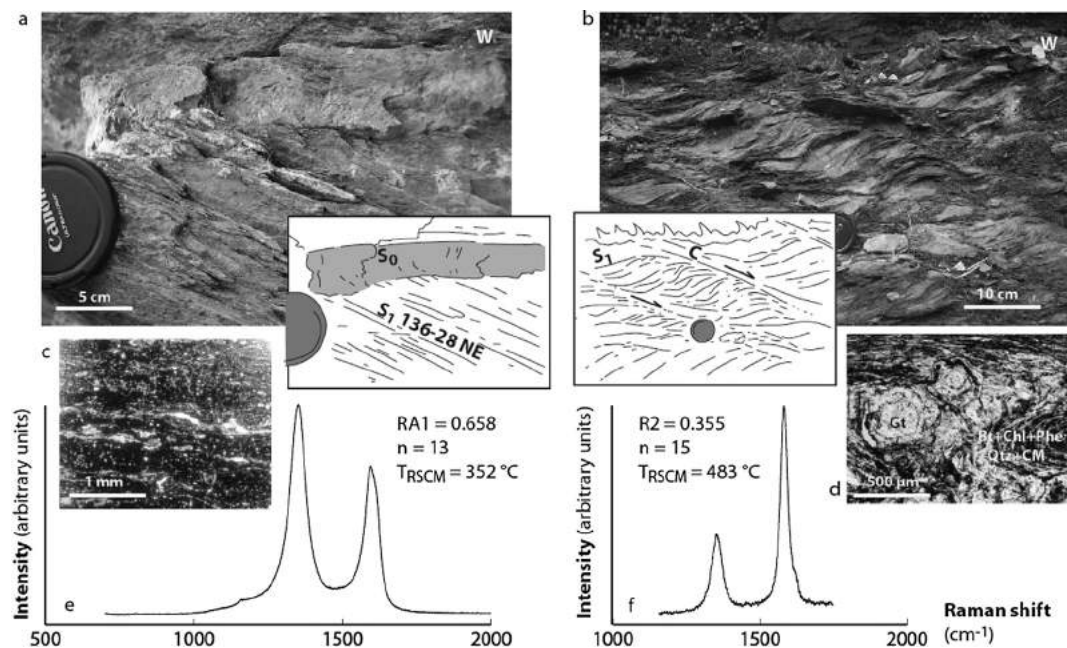


Fig. 2. Field photos, thin sections and representative Raman spectra for carbonaceous material from samples 64 (a, c, e) and 11 (b, d, f) (located 2a and 2b in Fig. 1) respectively on the southeastern and northwestern ends of profiles in Fig. 3. RA1 and R2 are parameters derived from curve fitting for low (Lahfid et al., 2010) and high (Beysac et al., 2002) temperature calibrations.

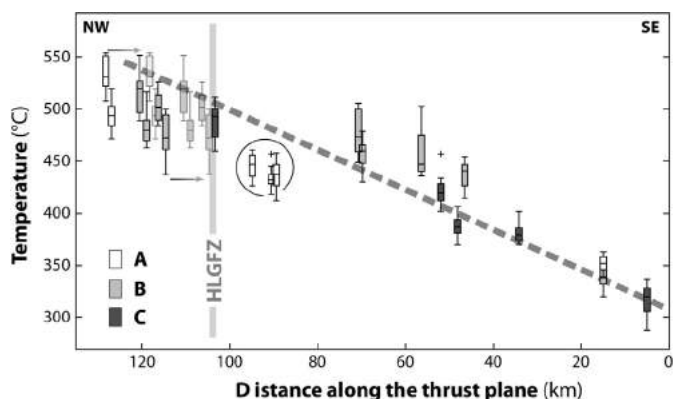


Fig. 3. RSCM temperatures profiles along lines A, B and C in Fig. 1. Segments represent maximum and minimum values, box plot represent 25%, 75% and median is shown within the box plots for each samples. Isolated cross stand for outliers. Shaded box-plots represent data points located in the hanging wall of the HLGfZ after restoration. Encircled points 46, 47, 48 are discussed in the text.

4. Thermo-kinematic modelling: the effect of convergence rate, dip and thermal heritage

The thermal profile along the JBT as deduced from RSCM data (Fig. 3) can be used as a constraint to model the thermal behaviour of a crustal scale thrust zone. The geodynamic significance of the maximum temperature profile remains unclear: is it representative of a synchronous stage in the JBT evolution or does it represent a diachronous envelope of its entire history? Once its significance is assessed, it can be used as a reference to evaluate the first order parameters governing the thermal profile shape of such a thrust zone. 2-D numerical modelling of temperature evolution along a thrust, both during collision and subsequent extensional reactivation, allowed us to test the influence of geometry, velocity and extensional reactivation on the maximal temperature distribution along the thrust, here considered as cylindrical (Fig. 1c).

4.1. Numerical code and experimental set-up

Relevant analytical computations of their thermal structure have been proposed for superficial wedge structures (e.g. Royden, 1993), as well as for lithospheric-scale thrust systems (Huw Davies and Stevenson, 1992). Nevertheless, integration of these partial analytical solutions would require interpolation (e.g. Huw Davies, 1999) for a full 2-D coverage of a complete orogenic wedge. For this reason, we privileged a numerical approach here, by using the thermo-kinematic model designed by Duprat-Oualid et al. (in press), to focus on the thermal evolution above and below crustal scale thrust systems. This code is an implicit finite difference code solving the heat equation (including diffusion, advection and heat production). The velocity field around the thrust is computed independently and the marker-in-cell method (Gerya, 2010) is used to advect temperature and rock properties through time. All the details about the numerical methods used in this study and comparisons with analytical solutions validating this code can be found in Duprat-Oualid et al. (in press).

Present-day topography in Western Norway, resulting of cumulated effects of N-Atlantic rifting (Redfield et al., 2005) and post-glacial uplift and erosion (Nielsen et al., 2009), is only poorly related to Caledonian tectonics. Estimates of climax Caledonian topography are based on comparison with Himalayas (Gabrielsen et al., 2005) or estimates of maximum crustal thickness (Andersen et al., 1998). Since no exact data is available for topography and erosion rates during the Caledonian collision, isostasy and erosion are not considered in this study. Shear heating, which in other studies have been shown to be important (e.g. Souche et al., 2013) is not included in the heat equation, since its implementation requires strong *a priori* hypothesis on parameters such as the effective viscosity of the shear zone, or the thickness on which strain is distributed. Furthermore the alum shale localizing the strain along the JBT has a very low shear strength and it is therefore unlikely that deformation produced significant heat (Souche et al., 2013).

Models are composed of three different horizontal layers as presented in Fig. 4: air (2 km), a 30 km thick continental crust, and a lithospheric mantle (Table 2) in a 150 km high model box.

Table 2
Parameters used for thermo-kinematic modelling of the JBT constant in every models presented.

Parameter	Meaning	Value
dx and dz	Vertical and horizontal mesh resolution	2 km
H	Model height	150 km
H_c	Crust thickness	30 km
T_{surf}	Surface temperature	20 °C
Q_m	Basal heat flux	$25 \times 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$
A	Surface radiogenic heat production	$3 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$
Z_r	Thickness of the radiogenic layer	10 km
ρ_c	Crust density	2700 kg m^{-3}
ρ_m	Mantle density	3300 kg m^{-3}
k	Thermal conductivity	$3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
C_p	Heat capacity	$1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

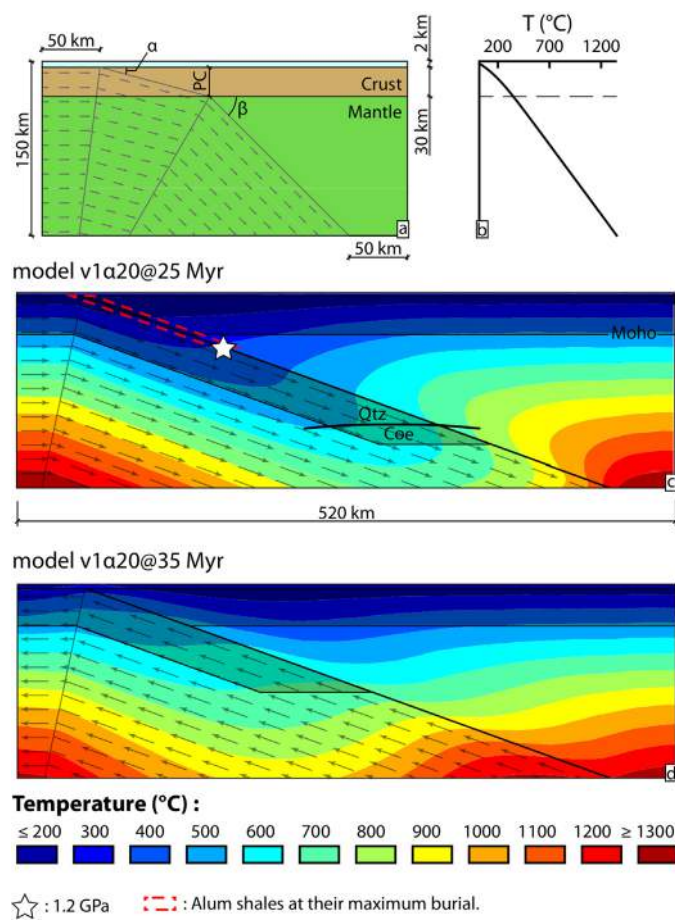


Fig. 4. Geometrical and velocity model setup (a). Geotherm used for the initial temperature field (b). Numerical model $v1\alpha20$ (i.e. 1 cm yr^{-1} convergence rate and 20° dipping thrust plane) geometry and isotherms pattern at maximum burial (c), and after 10 Myr divergence (d). White star pins depth where 1.2 GPa pressure is reached by the top of the subduction slab.

Table 3
Varying parameters for the different models. $v2\alpha10S$ and $v2\alpha10L$ are for short (5 Myr) and long-lasting (20 Myr) extensional reactivation.

Model	Convergence rate, v [cm yr^{-1}]	First subduction angle, α [°]	Second subduction angle, β [°]	Dip change ment depth, PC [km]	Exhumation duration, t [Myr]	Model width, W [km]
$v1\alpha20$	1	20			10	520
$v2\alpha10$	2	10			10	950
$v2\alpha10S$	2	10			5	950
$v2\alpha10L$	2	10			20	950
$v1\alpha10\beta45$	1	10	45	30	10	390

The width is adjusted so that 50 km remain on each side of the thrust whatever its dip to avoid side effects (Table 3 and Fig. 4). The spacial grid resolution is 2×2 km. Parameters such as density, thermal conductivity and heat capacity are not varied and are presented in Table 2. Radiogenic heat production is considered as exponential in the upper crust (10 km). Equivalent average radiogenic heat production for the upper crust would be $1.89 \mu\text{W m}^{-3}$ what compares with acknowledged average values for the continental crust (Rudnick and Gao, 2003). Thermal boundary conditions are set with constant surface temperature, constant basal heat flux (25 mW m^{-3}) and insulating boundary conditions (i.e. no heat flux) for the both lateral sides of the box. The initial geotherm is computed with a zero velocity field using the parameters described previously (i.e. constant surface temperature, constant heat flux, no heat flux on the side walls) until it reaches thermal equilibrium (i.e. a temperature change between two successive time-steps lower than 0.1°C).

The duration of the thrusting is set to 25 Myr according to Scandian orogeny calendar (Section 2.1). Subduction dip angle and convergence rate are bound in order to bring the median continental crust to Ultra High Pressure (UHP) domain (100 km) at the end of continental subduction. In all models, subduction is followed by exhumation due to extension, with velocity equal to convergence rate.

Reference model ($v1\alpha20$) exhibits a 20° constant dip thrust with 1 cm yr^{-1} velocity (Table 3). Geometry effects have been explored by changing dip to 10° and velocity to 2 cm yr^{-1} in the experiment $v2\alpha10$. The effect of dip change within the mantle is evaluated in experiment $v1\alpha10\beta45$, with 10° superficial dip and 45° below 30 km, representing change from crustal to mantle lithologies and mechanical behaviour. The exhumation stage duration has been set to 10 Myr in the 3 configurations above, according to Scandian orogeny calendar. One experiment with 5 Myr lasting divergence ($v2\alpha10S$) evaluates the influence of a shorter extensional reactivation of the JBT, while $v2\alpha10L$ experiment represents a longer (20 Myr) extension scenario.

4.2. Results

All models show a deflection of isotherms (Fig. 4) during subduction stage, with temperature profile along the thrust zone flattening progressively from top to bottom with time. During divergence, profile turns convex upward, with inflexion point migrating from surface to depth with time (Fig. 5). The envelope profile resulting from this thermal evolution is therefore defined by the divergence stage at shallow depth and initial thermal conditions in the deeper part. This diachronous thermal envelope, representing the maximum temperature reached by markers at the top of the subducting slab, will later be compared with RSCM temperature estimates, considered as inherited from peak conditions (Fig. 6, Beysac et al., 2002).

Thermal envelopes deduced from models, compare with peak thermal profiles computed for equivalent thrust zones (Fig. 7). Reference model $v1\alpha20$ is close to peak thermal profiles with equivalent set-up (model 1 in Henry et al., 1997, with no ero-

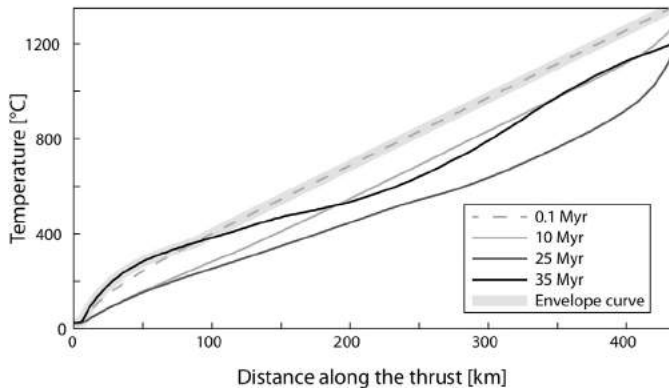


Fig. 5. Temperature profile along the thrust plane at 0.1, 10, 25, and 35 Myr for reference model $v1\alpha20$. Envelope curve of the instantaneous temperature profiles is used for comparison with RSCM data.

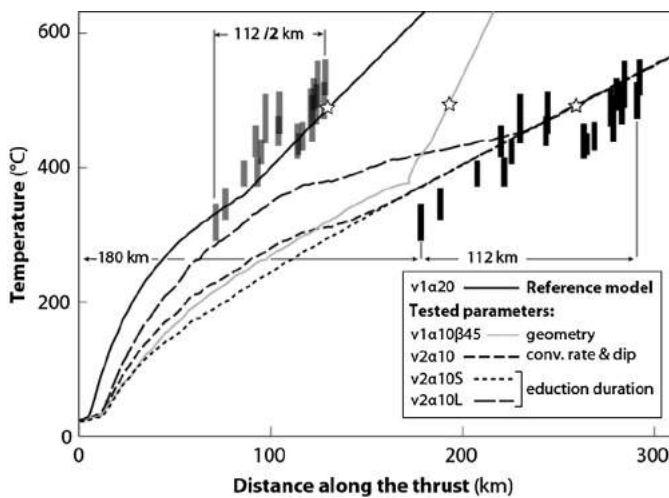


Fig. 6. Temperature profiles from numerical models and natural data. $v1$ series refer to models with 1 cm yr^{-1} convergence rate, $v2$ series to 2 cm yr^{-1} . α is the dip in degrees of the thrust at the surface, β is the second dip angle for slab with changing dip. S and L refer to models with shorter and longer extensional reactivation stages (5 and 20 Myr resp.). Natural data with their present-day position are shown with black rectangles. Grey rectangles show the same data with distances shortened by 50%. Stars represent the point along profiles where 1.2 GPa pressure was reached at maximum burial.

sion considered, mantle heat flux 28.5 mW m^{-2} , convergence rate 1.5 mm yr^{-1} and implementation of friction on fault). More sophisticated modelling with crustal layering, erosion and shear heating (Bollinger et al., 2006) also give similar results for a 20 Myr lasting activation. We therefore consider that our simplistic approach, even if not accounting for all processes occurring at depth, succeeds to reproduce first order thermal behaviour of subducting continental lithosphere. Along the reference profile for $v1\alpha20$ model, the 1.2 GPa pressure is reached at 130 km along the thrust. Convex shape is observed for the 100 shallower kilometers.

Change in dip and velocity from $v1\alpha20$ to $v2\alpha10$ causes a flattening of the temperature–distance profile along the thrust. 1.2 GPa pressure is reached at 250 km distance (Fig. 6). Thermal effect of divergence is observed for the 130 first kilometers. From reference model $v1\alpha20$ to $v1\alpha10\beta45$, the shape change induces a concave upward temperature profile, and 1.2 GPa pressure is reached at 190 km along the thrust. The effect of divergence is limited and restricted to the low temperature portion. Model $v2\alpha10S$ explores the effect of limited extensional stage. The resulting profile shows no convex portion in the first kilometers. Model $v2\alpha10L$ shows a wider (200 km long) convex portion with a maximum retrograde heating about 100°C in comparison with model $v2\alpha10$.

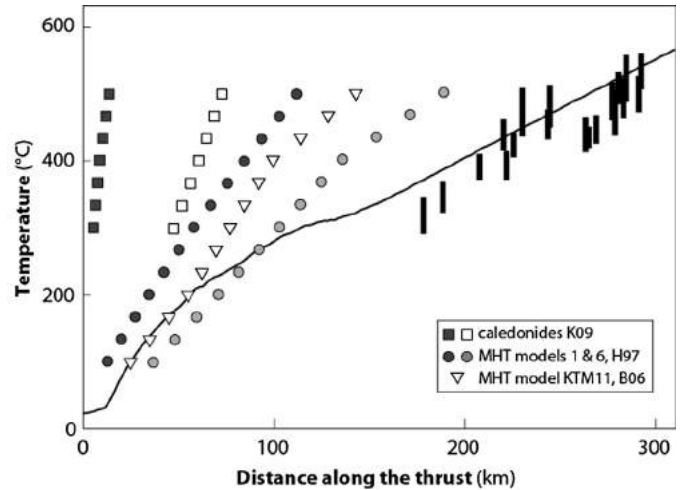


Fig. 7. Natural (black rectangles) and preferred synthetic profile (black line) from this study ($v2\alpha10$) compared to temperature profiles modelled for the Caledonides (Kylander-Clark et al., 2009) at maximum burial (filled squares) and after 5 Myr exhumation of the upper lithosphere (open squares). Circles and triangles refer to the peak thermal state of the MHT in different thermo-kinematic models published by Henry et al. (1997) and Bollinger et al. (2006).

Diachronicity is therefore sensible only for long reactivation scenarios.

5. Discussion

The RSCM temperature estimates in the alum shales of the JB T throughout the Southern Scandinavian Caledonides yield a diachronous envelope for the thermal state of the shear zone during thrust and later extensional reactivation. Thermobarometry on the trailing end of the nappes allows to pin the now outcropping high T ($500\text{--}520^\circ\text{C}$) end of the alum shales unit at 1.2 GPa pressure, depth converted to a burial of 45 km. Assuming a cylindrical pattern for the RSCM temperature envelope, this can be rendered as a single profile to be compared with 2-D thermo-kinematic models for a crustal scale thrust zone. Rocks at the present-day hanging-wall cut-off (or eroded front), underwent temperature as high as $300\text{--}320^\circ\text{C}$. The position of the thrust front in Caledonian times located about 180 km further SE near Oslo (Fig. 1) can be used as reference for the comparison of synthetic profiles with natural data (Fig. 6).

The models proposed here focus on the effect of initial geometry and convergence rate as well as duration of extensional reactivation (Table 3).

The comparison of synthetic profiles computed in this study with the natural RSCM temperature profile allows us to constrain the most probable geometry and history for the JB T, and to discuss implications for the behaviour of crustal scale thrust zones. If the present-day down-dip length of the JB T is considered as representative for its active stage, i.e. no stretching occurred during exhumation, then the reference model $v1\alpha20$, reaching 45 km and 500°C at 130 km along dip from front, yield a too steep thermal envelope to reproduce the natural data (Fig. 6). Profile deduced from $v1\alpha10\beta45$ yield a less steep profile and the pinning depth at 45 km is reached at 500°C but its length remains too short to fit natural data. Models with a higher velocity (i.e. 2 cm yr^{-1}) and lower dip value (10°) better reproduce the natural data. Extensional reactivation modifies the thermal envelope only in the shallowest levels, so that no natural data can be used to discriminate between 5 or 10 Myr extension scenarios. Longer extension duration (as in $v2\alpha10L$) would have had an impact on the sampled portion of the JB T, and seem therefore unlikely.

If exhumation of the alum shale is associated with thinning and stretching along the JBT, then the present-day length of the profile can be restored to a shorter length. It can be superimposed to the reference model $v1\alpha20$ if reduced to half its length, i.e. if stretching factor during exhumation was equal to 2 (Fig. 6). Assuming such a stretching implies that the distance between the front and the thrust segment sampled in this study was also shorter (i.e. data must be shifted horizontally in Fig. 6), which is unlikely since Caledonian extension was not recorded in basement units between the Caledonian thrust front and the present-day hanging wall cut-off, the limited extensional features being locally related to Permian rifting (Sundvoll and Larsen, 1994). Even if stretching may have occurred in the JBT footwall during late Caledonian extension, it must have remained limited; $v2\alpha10$ model therefore remains our preferred simulation.

Estimate of denudation for a 10° dip thrust yields 25 km above the present-day hanging-wall cut off, which encompasses both tectonic thinning during late Caledonian extension and subsequent erosion. In the $v2\alpha10$ model only 10 km are related to extensional reactivation and 15 km have to be accommodated by post-Caledonian erosion. Independent estimates of erosion by isostatic considerations (Nielsen et al., 2009) give a 10–20 km erosion for the reduction of an initial 3500 m topography. Even if this value is more relevant for the axial domain of the mountain range, it gives a compatible upper bound for the denudation aplomb to present-day hanging-wall cut-off.

The best-fit model convergence rate value (2 cm yr^{-1}) remains low regard to the $8\text{--}10 \text{ cm yr}^{-1}$ latitudinal relative movement deduced from palaeomagnetism for Laurentia and Baltica (Torsvik et al., 1996). A higher convergence rate, not tested in our models, would imply a shallower dip and be geometrically impossible along dip length for the JBT. The apparent discrepancy between palaeomagnetic studies and the present conclusions can be explained by (1) a possible partition of convergence on different horizontal shortening structures, the JBT being one of them, and/or (2) an actually low orthogonal convergence rate between Laurentia and Baltica, due to oblique relative motion. Rotation data from palaeomagnetism indeed indicate that Laurentia and Baltica margins trended N–S when facing each other on the equator in Silurian times (Torsvik et al., 1996), the $8\text{--}10 \text{ cm yr}^{-1}$ latitudinal relative motion being then the strike-slip component of their bulk relative velocity. A third possibility not accounted for in the averaged convergence data based on palaeomagnetic data is that the convergence rate drastically retarded after continent–continent collision started in the Middle to Late Silurian.

Comparison of our results with other thermo-kinematic models for the Caledonides (Kylander-Clark et al., 2009, Fig. 7) show drastic discrepancy, mainly due to the higher dip (45°) used in their models. Designed to reproduce the thermal field at depth, those models did not intend to reproduce a realistic wedge structure for the upper levels, and yield unrealistic high thermal profiles for the first kilometers of the thrust interface.

Comparison with other models for thrust zones with similar size and offset to the JBT, allow a discussion of the thermal behaviour of the Scandian thrust wedge with regard to present-day analogues. JBT indeed compares in geometry and thermal state with what is inferred from PT history of the exhumed Lesser Himalayas (Beysac et al., 2004) or what indirect imaging assess for the present-day MHT. The anisotropic interface interpreted as the MHT in P-wave amplitude tomography (Schulte-Pelkum et al., 2005) indeed flattens at 42–45 km depth 230 km north to the MBT. Hi-Climb profile (Nábělek et al., 2009) also reveals flattening of the MHT at 40 km depth 200 km north to the MFT. Thermo-kinematic modelling of temperature field in the orogenic wedge constrained by gravity data (Hetényi et al., 2007) yield a MHT reaching 520°C at 42 km depth 190 km north to the MBT.

The best-fit thermo-kinematic model for the MHT (model 1, Henry et al., 1997) compares with the $v1\alpha20$ model for the JBT, only valid for an unlikely and considerable stretching of the alum shales. The natural data from the JBT present-day front are still about 100°C colder (Fig. 7) than the coldest model considered in Henry et al. (1997), with moderate erosion and friction on fault implemented. Equivalent models could also be proposed for the JBT with *ad hoc* erosion rate counterbalanced by significant shear heating on fault plane. RSCM data from Devonian supra-detachment basins in the WGR, above the western continuation of the JBT: the Nordfjord Sogn Detachment, shows that a temperature anomaly of 50 to 100°C at the base of the basins could be due to shear heating on the detachment fault system during extensional reactivation (Souche et al., 2012). Whatever the combination of competing processes, such as erosion and shear heating, Scandian orogenic wedge must have remained relatively cold throughout the complete activation sequence of the JBT, compared to MHT for instance, implying that the Caledonides would plot out of the small/cold–large/hot trend inferred from worldwide considerations on orogens (Beaumont et al., 2006). First order control of the thermal gradient along the thrust being the initial geotherm within the thrust hanging-wall combined with thrust rate, this implies or (1) that the basement units involved in the Middle Allochthon nappe sequence were relatively cold at the onset of thrusting or (2) that the JBT had a significantly higher thrust rate than the present-day MHT. This second deduction is not supported by scatter of radiochronological data from WGR eclogites buried to UHP during the same event implying a slow rate for the coeval continental subduction (Kylander-Clark et al., 2009).

6. Conclusion

The RSCM data presented here constitute the first down-dip temperature mapping across a significant part (150 km) of a crustal-scale collisional thrust zone. The JBT, that compares in size, structural position and offset with the Himalayan MHT (Labrousse et al., 2010) is developed within the Cambro-Ordovician carbon-rich alum shale, which recorded the thermal evolution of the JBT throughout the Scandian thrusting and the subsequent extensional reactivation. Peak temperature estimates in the alum shale yield peak isotherms roughly parallel to the Caledonian nappe front grading from 320°C on its leading edge to 500°C on its trailing edge. Based on independent estimate of maximum burial depth recorded in the alum shales (45 km see above), time constraints on the Scandian collision, and compatible convergence rates, thermo-kinematic modelling of the JBT allows us to assess its most probable geometry while active. A 10° dip toward the NW and 2 cm yr^{-1} thrust rate is the best fit with a dynamic model for the JBT, however, without considering erosion and shear heating. The preferred geometry and thrust rate are compatible with independent constraints for the Caledonian orogenic wedge and reveal cold thermal regime for the Scandian collision when compared to the Himalayan collision. This is also supported by the lack of syn-collision granites similar to the Himalayan leucogranites on the Scandinavian side of the Caledonides. The thrust rate is considerably lower than relative plate-motion velocity between Baltica and Laurentia deduced from palaeomagnetic data (Torsvik et al., 1996), implying that the JBT only accommodated part of the horizontal shortening, alternatively that the plate convergence slowed down after continent–continent collision took place. The fully thermo-mechanical modelling of the Scandian continental collision now thermally exceptionally well constrained from near the top (250°C) to bottom (800°C in the UHP cores of the WGR, Hacker et al., 2010), would allow to precise whether this collision remained cool due to the implication of initially cold continental margins or due to high convergence rate compared to present-day equivalents.

Appendix A. Supplementary material

Supplementary material related to this article can be found online at <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2013.10.038>.

References

- Aldridge, A.J., 1984. Thermal metamorphism of the Silurian strata of the Oslo region, assessed by conodont colour. *Geol. Mag.* 121, 347–349.
- Andersen, T.B., 1998. Extensional tectonics in the Caledonides of southern Norway, an overview. *Tectonophysics* 285, 333–351.
- Andersen, T.B., Berry IV, H.N., Lux, D.R., Andresen, A., 1998. The tectonic significance of pre-Scandian $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ phengite cooling ages in the Caledonides of western Norway. *J. Geol. Soc. (Lond.)* 155, 297–309.
- Andersen, T.B., Corfu, F., Labrousse, L., Osmundsen, P.T., 2012. Evidence for hyperextension along the pre-Caledonian margin of Baltica. *J. Geol. Soc.* 169, 601–612.
- Andersen, T.B., Hartz, E., Torsvik, T.H., Osmundsen, P.T., Andresen, A., Eide, E.A., Braathén, A., 2002. The aftermath of the Caledonian continental collision in the North Atlantic Region: A structural template for later events?. In: Abstracts and Proceedings of the Norwegian Geological Society, vol. 2, pp. 12–14.
- Andersen, T.B., Jamtveit, B., 1990. Uplift of deep crust during orogenic extensional collapse: a model based on field studies in the Sogn-Sunnfjord region of Western Norway. *Tectonics* 9, 1097–1111.
- Andersen, T.B., Skjerlie, K.P., Furnes, H., 1990. The Sunnfjord Melange, evidence of Silurian ophiolite accretion in the West Norwegian Caledonides. *J. Geol. Soc.* 147, 59–68.
- Andersen, T.B., Torsvik, T.H., Eide, E.A., Osmundsen, P.T., Faleide, J.L., 1999. Permian and Mesozoic faulting in central south Norway. *J. Geol. Soc.* 156, 1073–1080.
- Beaumont, C., Nguyen, M.H., Jamieson, R.A., 2006. Crustal flow modes in large hot orogens. *Geol. Soc. (London), Spec. Publ.* 268, 91–145.
- Beyssac, O., Bollinger, L., Avouac, J.-P., Goffé, B., 2004. Thermal metamorphism in the Lesser Himalaya of Nepal determined from Raman spectroscopy of carbonaceous material. *Earth Planet. Sci. Lett.* 225, 233–241.
- Beyssac, O., Goffé, B., Chopin, C., Rouzaud, J.N., 2002. Raman spectra of carbonaceous material in metasediments: a new geothermometer. *J. Metamorph. Geol.* 20, 859–871.
- Beyssac, O., Goffé, B., Petitet, J.P., Froigneux, E., Moreau, M., Rouzaud, J.N., 2003. On the characterization of disordered and heterogeneous carbonaceous materials using Raman spectroscopy. *Spectrochim. Acta* 59, 2267–2276.
- Bockelie, J.F., Nystuen, J.P., 1985. The southeastern part of the Scandinavian Caledonides. In: Gee, D.G., Sturt, B.A. (Eds.), *The Caledonide Orogen: Scandinavia and Related Areas*, vol. 1. Wiley & Sons, pp. 69–88.
- Bollinger, L., Avouac, J.-P., Beyssac, O., Catlos, E.J., Harrison, T.M., Grove, M., Goffé, B., Sapkota, S., 2004. Thermal structure and exhumation history of the Lesser Himalaya in central Nepal. *Tectonics* 23.
- Bollinger, L., Henry, P., Avouac, J.-P., 2006. Mountain building in the Nepal Himalaya: Thermal and kinematic model. *Earth Planet. Sci. Lett.* 244, 58–71.
- Boyer, S.E., Elliott, D., 1982. Thrust systems. *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.* 66, 1196–1230.
- Bruceckner, H.K., van Roermund, H., 2004. Dunk tectonics: A multiple subduction/education model for the evolution Scandinavian Caledonides. *Tectonics* 23.
- Bruton, D.L., Gabrielsen, R.H., Larsen, B.T., 2010. The Caledonides of the Oslo Region, Norway: stratigraphy and structural elements. *Norwegian J. Geol.* 90.
- Bruton, D.L., Harper, D.A.T., Repetski, J.E., 1989. Stratigraphy and fauna of the Parautochthon and Lower Allochthon of southern Norway. In: Gayer, R.A. (Ed.), *The Caledonian Geology of Scandinavia*. Graham & Tretman, London, pp. 231–241.
- Bryhni, I., Sturt, B.A., 1985. Caledonides of southeastern Norway. In: Gee, D.G., Sturt, B.A. (Eds.), *The Caledonide Orogen: Scandinavia and Related Areas*, vol. 1. J. Wiley and Sons, pp. 89–107.
- Corfu, F., Gerber, M., Andersen, T.B., Torsvik, T.H., Ashwal, L.D., 2011. Age and significance of Grenvillian and Silurian orogenic events in the Finnmarkian Caledonides, northern Norway. *Can. J. Earth Sci.* 48, 419–440.
- Corfu, F., Torsvik, T.H., Andersen, T.B., Ashwal, L.D., Ramsay, D.M., Roberts, R.J., 2006. Early Silurian mafic-ultramafic and granitic plutonism in contemporaneous flysch, Magerøy, northern Norway: U–Pb ages and regional significance. *J. Geol. Soc. (Lond.)* 163, 291–301.
- Duprat-Oualid, S., Yamato, P., Pitra, P., in press. Major role of shear heating in intra-continental inverted metamorphism: Inference from a thermo-kinematic parametric study. *Tectonophysics*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2013.07.037>.
- Fossen, H., 1992. The role of extensional tectonics in the Caledonides of South Norway. *J. Struct. Geol.* 14, 1033–1046.
- Fossen, H., 2010. Extensional tectonics in the North Atlantic Caledonides: a regional view. *Geol. Soc. (London), Spec. Publ.* 335, 767–793.
- Fossen, H., Dunlap, W.J., 1998. Timing and kinematics of Caledonian thrusting and extensional collapse, southern Norway: Evidence from $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ thermochronology. *J. Struct. Geol.* 20.
- Fossen, H., Hurich, C., 2005. The Hardangerfjord Shear Zone in SW Norway and the North Sea: a large-scale low-angle shear zone in the Caledonian crust. *J. Geol. Soc. (Lond.)* 162, 675–687.
- Furnes, H., Skjerlie, K.P., Pedersen, R.B., Andersen, T.B., Stillman, C.J., Suthren, R.J., Tysseand, M., Garmann, L., 1990. The Solund-Stavfjord Ophiolite Complex and associated rocks, west Norwegian Caledonides – geology, geochemistry and tectonic environment. *Geol. Mag.* 127, 209–224.
- Gabrielsen, R.H., Braathén, A., Olesen, O., Faleide, J.L., Kyrkjebø, R., Redfield, T.F., 2005. Vertical movements in south-western Fennoscandia: a discussion of regions and processes from the Present to the Devonian. In: Wandas, B. (Ed.), *Onshore-Offshore Relationships on the North Atlantic Margin*. In: NPF Spec. Publ., vol. 12. Elsevier, Amsterdam.
- Gautneb, H., Saether, O.M., 2009. A compilation of previously published geochemical data on the lower Cambro-Silurian sedimentary sequence, including the alum shales in the Oslo region. Report No. 2009.053, Trondheim, p. 25.
- Gee, D.G., 1975. A tectonic model for the central part of the Scandinavian Caledonides. *Am. J. Sci.* 275A, 468–515.
- Gerya, T., 2010. Introduction to Numerical Geodynamic Modelling. Cambridge University Press, 358 pp.
- Glodny, J., Kuhn, A., Austrheim, H., 2008. Geochronology of fluid-induced eclogite and amphibolite metamorphic reactions in a subduction–collision system, Bergen Arcs, Norway. *Contrib. Mineral. Petrol.* 156, 27–48.
- Hacker, B.R., 2007. Ascent of the ultrahigh-pressure Western Gneiss region, Norway. In: Cloos, M., Carlson, W.D., Gilbert, M.C., Liou, J.G., Sorensen, S.S. (Eds.), *Convergent Margin Terranes and Associated Regions: A Tribute to W.G. Ernst*. In: Spec. Pap., Geol. Soc. Am., vol. 419. Geological Society of America.
- Hacker, B.R., Andersen, T.B., Johnston, S., Kylander-Clark, A.R.D., Peterman, E.M., Walsh, E.O., Young, D., 2010. High-temperature deformation during continental-margin subduction & exhumation: The ultrahigh-pressure Western Gneiss Region of Norway. *Tectonophysics* 480, 149–171.
- Henry, P., Le Pichon, X., Goffé, B., 1997. Kinematic, thermal and petrological model of the Himalayas: constraints related to metamorphism within the underthrust Indian crust and topographic elevation. *Tectonophysics* 273, 31–56.
- Hetényi, G., Cattin, R., Brunet, F., Bollinger, L., Vergne, J., Nábělek, J.L., Diamant, M., 2007. Density distribution of the India plate beneath the Tibetan plateau: Geophysical and petrological constraints on the kinetics of lower-crustal eclogitization. *Earth Planet. Sci. Lett.* 264, 226–244.
- Hetényi, G., Cattin, R., Vergne, J., Nábělek, J.L., 2006. The effective elastic thickness of the India Plate from receiver function imaging, gravity anomalies and thermomechanical modelling. *Geophys. J. Int.* 167, 1106–1118.
- Holland, T.J.B., Powell, R., 1998. An internally consistent thermodynamic data set for phases of petrological interest. *J. Metamorph. Geol.* 16, 309–343.
- Huw Davies, J., 1999. Simple analytic model for subduction zone thermal structure. *Geophys. J. Int.* 139, 823–828.
- Huw Davies, J., Stevenson, D.J., 1992. Physical model of source region of subduction zone volcanics. *J. Geophys. Res.* 97, 2037, <http://dx.doi.org/10.1029/91JB02571>.
- Jolivet, L., Raimbourg, H., Labrousse, L., Avigad, D., Leroy, Y., Austrheim, H., Andersen, T.B., 2005. Softening triggered by eclogitization, the first step toward exhumation during continental subduction. *Earth Planet. Sci. Lett.* 237, 532–547.
- Kirkland, C.L., Daly, J.S., Whitehouse, M.J., 2008. Basement-cover relationships of the Kalak Nappe Complex, Arctic Norwegian Caledonides and constraints on Neoproterozoic terrane assembly in the North Atlantic Region. *Precambrian Res.* 160, 245–276.
- Krogh, T.E., Kamo, S.L., Robinson, P., Terry, M.P., Kwok, K., 2011. U–Pb zircon geochronology of eclogites from the Scandian Orogen, northern Western Gneiss Region, Norway: 14–20 million years between eclogite crystallization and return to amphibolite-facies conditions. *Can. J. Earth Sci.* 48, 441–472.
- Kylander-Clark, A.R.D., Hacker, B.R., Johnson, C.M., Beard, B.L., Mahlen, N.J., 2009. Slow subduction of a thick ultrahigh-pressure terrane. *Tectonics* 28, <http://dx.doi.org/10.1029/2007TC002251>.
- Kylander-Clark, A.R.D., Hacker, B.R., Mattinson, J.M., 2008. Slow exhumation of UHP terranes: Titanite and rutile ages of the Western Gneiss Region, Norway. *Earth Planet. Sci. Lett.* 272, 531–540.
- Labrousse, L., Hetényi, G., Raimbourg, H., Jolivet, L., Andersen, T.B., 2010. Initiation of crustal-scale thrusts triggered by metamorphic reactions at depth: insights from a comparison between the Himalayas and Scandinavian Caledonides. *Tectonics* 29, <http://dx.doi.org/10.1029/2009TC002602>.
- Lahfid, A., Beyssac, O., Deville, E., Negro, F., Chopin, C., Goffé, B., 2010. Evolution of the Raman spectrum of carbonaceous material in low-grade sediments of the Glarus Alps (Switzerland). *Terra Nova* 22, 354–360.
- Lundmark, A.M., Corfu, F., 2007. Age and origin of the Ardal dike complex, SW Norway: False isochrons, incomplete mixing and the origin of Caledonian granites in basement nappes. *Tectonics* TC2007.
- Lutro, O., Tveten, E., 1998. Geologisk kart over Noreg. Årdal, Norges geologiske undersøkning.
- Milnes, A.G., Wennberg, O.P., Skår, Ø., Koestler, A.G., 1997. Contraction, extension and timing in the South Norwegian Caledonides: the Sognefjord transect. In: Burg, J.-P., Ford, M. (Eds.), *Orogeny Through Time*. In: Geol. Soc. Spec. Publ., vol. 121, pp. 123–148.
- Morley, C.K., 1986. The Caledonian thrust front and palinspastic restorations in the southern Norwegian Caledonides. *J. Struct. Geol.* 8, 753–765.
- Nábělek, J.L., Hetényi, G., Vergne, J., Sapkota, S., Kafle, B., Jiang, M., Su, H., Chen, J., Huang, B.S., 2009. Underplating in the Himalaya? Tibet collision zone revealed by the Hi-CLIMB experiment. *Science* 325, 1371–1374.

- Nielsen, S.B., Gallagher, K., Leighton, C., Balling, N., Svenningsen, L., Holm Jacobsen, B., Thomsen, E., Nielsen, O.B., Heilman-Clausen, C., Egholm, D.L., Summerfield, M.A., Clausen, O.R., Piotrowski, J.A., Thorsen, M.R., Huuse, M., Abrahamsen, N., King, C., Lykke-Andersen, H., 2009. The evolution of western Scandinavian topography: A review of Neogene uplift versus the ICE (isostasy-climate-erosion) hypothesis. *J. Geodyn.* 47, 72–95.
- Nystuen, J.P., 1981. The Late Precambrian Sparagmites of Southern-Norway – a Major Caledonian Allochthon – the Osen-Roa Nappe complex. *Am. J. Sci.* 481, 69–94.
- Nystuen, J.P., Andresen, A., Kumpulainen, R.A., Siedlecka, A., 2008. Neoproterozoic basin evolution in Fennoscandia, East Greenland and Svalbard. *Episodes* 31, 35–43.
- Ofte Dahl, C., 1943. Overskyvninger i den norsk fjellkjede. *Naturen (Oslo)* 5, 243–250.
- Redfield, T.F., Osmundsen, P.T., Hendriks, B.W.H., 2005. The role of fault reactivation and growth in the uplift of western Fennoscandia. *J. Geol. Soc.* 162, 1013–1030.
- Roberts, D., 2003. The Scandinavian Caledonides: event chronology, palaeogeographic settings and likely modern analogues. *Tectonophysics* 365, 283–299.
- Roberts, D., Gee, D.G., 1985. An introduction to the structure of the Scandinavian Caledonides. In: Gee, D.G., Sturt, B.A. (Eds.), *The Caledonide Orogen: Scandinavia and Related Areas*, vol. 1. J. Wiley, Chichester, pp. 55–68.
- Root, D., Corfu, F., 2012. U–Pb geochronology of two discrete Ordovician high-pressure metamorphic events in the Seve Nappe Complex, Scandinavian Caledonides. *Contrib. Mineral. Petrol.* 163, 769–788.
- Royden, L., 1993. The steady-state thermal structure of eroding orogenic belts and accretionary prisms. *J. Geophys. Res.* 98, 4487–4507.
- Rudnick, R.L., Gao, S., 2003. The composition of the continental crust. In: Rudnick, R.L. (Ed.), *The Crust*. In: *Treatise Geochem.*, vol. 3. Elsevier–Pergamon, Oxford, pp. 1–64.
- Schulte-Pelkum, V., Monsalve, G., Sheehan, A., Pandey, M.R., Sapkota, S., Bilham, R., 2005. Imaging the Indian subcontinent beneath the Himalayas. *Nature* 435, 1222–1225.
- Souche, A., Beyssac, O., Andersen, T.B., 2012. Thermal structure of supra-detachment basins: a case study of the Devonian basins of western Norway. *J. Geol. Soc.* 169, 427–434.
- Souche, A., Medvedev, S., Andersen, T.B., Dabrowski, M., 2013. Shear heating in extensional detachments: implications for the thermal history of the Devonian basins of W Norway. *Tectonophysics* 365, 283–299.
- Sundvoll, B., Larsen, B.T., 1994. Architecture and early evolution of the Oslo Rift. *Tectonophysics* 240, 173–189.
- Torsvik, T.H., Cocks, L.R.M., 2005. Norway in space and time: A Centennial cavalcade. *Norwegian J. Geol.* 85, 73–86.
- Torsvik, T.H., Smethurst, M.A., Meert, J.G., van der Voo, R., McKerrow, W.S., Brasier, M.D., Sturt, B.A., Walderhaug, H.J., 1996. Continental break-up and collision in the Neoproterozoic and Palaeozoic – A tale of Baltica and Laurentia. *Earth-Sci. Rev.* 40, 229–258.
- Zhao, W., Nelson, K.D., Team, P.I., 1993. Deep seismic reflection evidence for continental underthrusting beneath southern Tibet. *Nature* 366, 557–559.

