



**HAL**  
open science

# Reproduction expérimentale d'analogues de séismes mantelliques par déshydratation de l'antigorite & Comparaison à des pseudotachylites naturelles

Thomas Ferrand

► **To cite this version:**

Thomas Ferrand. Reproduction expérimentale d'analogues de séismes mantelliques par déshydratation de l'antigorite & Comparaison à des pseudotachylites naturelles. Sciences de la Terre. Université Paris sciences et lettres, 2017. Français. NNT : 2017PSLEE011 . tel-01559226

**HAL Id: tel-01559226**

**<https://theses.hal.science/tel-01559226>**

Submitted on 10 Jul 2017

**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 DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres  
PSL★ Research University

Préparée à l'École Normale Supérieure

## Reproduction expérimentale d'analogues de séismes mantelliques par déshydratation de l'antigorite & Comparaison à des pseudotachylites naturelles

Experimental reproduction of mantle earthquakes  
analogues by antigorite dehydration  
& Comparison with natural pseudotachylites

Ecole doctorale n°560

Sciences de la Terre et Physique de l'Univers

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Environnement

Soutenue par :

**THOMAS FERRAND**

le 2 février 2017

Dirigée par :

**Alexandre SCHUBNEL**

Laboratoire de Géologie de l'ENS – UMR8538

& **Nadège HILAIRET**

Unité Matériaux et Transformations – UMR8207

### COMPOSITION DU JURY :

M. AGARD Philippe – **Président du Jury**  
*Université Pierre et Marie Curie*

M. SCAMBELLURI Marco – **Rapporteur**  
*Università Degli Studi Di Genova*

M. NIELSEN Stefan – **Rapporteur**  
*Durham University*

Mme ANDREANI Muriel – **Examinatrice**  
*Université Claude-Bernard-Lyon-I*

M. REYNARD Bruno – **Examineur**  
*École Normale Supérieure de Lyon*

M. ESCARTIN Javier – **Examineur**  
*Institut de Physique du Globe de Paris*

M. LABROUSSE Loïc – **Invité**  
*Université Pierre et Marie Curie*

M. WANG Yanbin – **Invité**  
*Advanced Photon Source, Chicago*





« L'eau, goutte à goutte, creuse le roc. »

**Théocrite**

"Drop by drop, water sculpts the rock."

**Theocritus**



EXPERIMENTAL REPRODUCTION OF MANTLE EARTHQUAKES  
ANALOGUES BY ANTIGORITE DEHYDRATION  
&  
COMPARISON WITH NATURAL PSEUDOTACHYLYTES



École Normale Supérieure, UMR 8538, PSL\* Research University, 75005, Paris

**Thesis manuscript for partial fulfilment of the requirements for the degree of  
Doctor of Philosophy of the l'École Normale Supérieure**

Earth and Environmental Sciences

**"Experimental reproduction of mantle earthquakes  
analogues by antigorite dehydration  
& comparison with natural pseudotachylytes"**

Thomas P. Ferrand

**Director:** Alexandre Schubnel – CNRS Research Fellow, ENS Paris;  
**Co-director:** Nadège Hilairet – CNRS Research Fellow, UMET, Univ. of Lille.

Jury :

**President:** Philippe Agard – Professor, University Pierre et Marie Curie, Paris;  
**Reviewer:** Marco Scambelluri – Associate Professor, University of Genova;  
**Reviewer:** Stefan Nielsen – Reader, Durham University;  
**Examiner:** Muriel Andréani – Lecturer, Univ. Claude-Bernard-Lyon-I;  
**Examiner:** Bruno Reynard – CNRS Research Director, ENS Lyon;  
**Examiner:** Javier Escartín – CNRS Research Director, IPG Paris;  
**Guest:** Loïc Labrousse – Professor, University Pierre et Marie Curie, Paris;  
**Guest:** Yanbin Wang – Beamline Scientist, GSECARS, APS, Univ. of Chicago.

submitted on the 20<sup>th</sup> December 2016

Laboratoire de Géologie de l'École Normale Supérieure de Paris





### Financement :

Agence Nationale de la Recherche  
ANR DELF ("Deep Earthquakes : from the Lab to the Field")



### Cofinancement :

Université Pierre et Marie Curie  
Centre National de la Recherche Scientifique  
Labex MATISSE (« MATériaux, InterfaceS, Surfaces, Environnement »)



### Publications liées au travail de thèse (annexes 2 et 3) :

- Ferrand et al. (révisions) *Nature Communications*  
Dehydration-driven stress transfer triggers intermediate-depth seismicity
- Gasc et al. (en revue) *Earth and Planetary Science Letters*  
Faulting of natural serpentinite : implications for intermediate-depth seismicity.

### Publications à venir :

- Ferrand et al. Sliding history and energy budget recorded in a frozen mantle earthquake ;
- Hilairet et al. Deformation of olivine + antigorite aggregates : effect of phase proportions and in-situ evaluation of stress partitionning.

### Congrès et événements publics :

- Présentations à la *Gordon Research Conference* à Andover NH (2014 et 2016) ;
- Présentations à l'*American Geophysical Union Fall Meeting* à San Francisco (2015 et 2016)  
→ **Outstanding Student Paper Award**, 2015, *Tectonophysics* ;
- Présentations au *Japan Geoscience Union Meeting* à Chiba (2016) ;
- Participation à la finale PSL de *Ma Thèse en 180 secondes* ;
- Association au projet « *La Faille* » du photographe Grégoire Eloy  
→ Présentation à la *Nuit Sciences et Lettres*, ouvrage en préparation.

### Association à d'autres publications :

- Baud et al. (2016) *Tectonophysics*  
Impact of stylolites on the mechanical strength of limestone ;
- Incel et al. (2016) *Earth and Planetary Science Letters*  
Laboratory earthquakes triggered during eclogitization of lawsonite bearing blueschist.

## Remerciements

Les premiers à devoir être remerciés sont mes parents, dont le soutien a été sans faille, qu'il vente ou qu'il neige, même quand la fatigue, l'urgence ou le doute ont pu me rendre difficilement supportable.

La réussite de ce projet a été facilitée par la présence de personnes d'exception, notamment mes directeurs Alexandre Schubnel et Nadège Hilaret, mais aussi le fougueux Loïc Labrousse, ainsi que Damien Deldicque (#machineàScience), Sarah Incel, Jean-Noël Rouzaud, Christian Chopin et Olivier Fabbri. Je les remercie pour leur aide, leurs explications et leur bienveillance.

J'adresse également toute mon admiration et ma reconnaissance à Grégoire Eloy, que l'on connaît sous le nom de "Photographe de l'invisible". Avec lui nous avons eu la chance de vivre une expérience unique de coopération sur le terrain, à Balmuccia, chacun avec notre regard, et chacun grandi du regard de l'autre. Il m'est apparu comme le photographe de l'Observation du Réel insoupçonné, c'est-à-dire de la Connaissance en train de naître.

Merci à François Passelègue, Matthias Delescluse, Harry Green, Pamela Burnley, Giulio Di Toro, Fabrice Brunet, Torgeir Andersen, Laurent Jolivet, Ben Holztman, Lars Hansen et tant d'autres pour ces mains tendues et ces discussions inspirantes que nous avons eues.

Merci aux membres de mon jury de thèse, dont la réunion pour ce « rite de passage » est à jamais une fierté et un honneur sincère.

Je remercie chaleureusement les équipes avec lesquelles j'ai eu la chance de travailler à l'*Institut für Geologie, Mineralogie & Geophysik* de la Ruhr Universität Bochum, au *GeoSoilEnviroCARS* de l'Université de Chicago, et à l'*European Synchrotron Radiation Facility*.

Évidemment, je remercie Laure Meynadier, Luce Fleitout, Hélène Lyon-Caen et l'équipe de l'École Doctorale STEP'UP, ainsi que Anne de Bernardinis qui a géré mon cas aux ressources humaines du CNRS.



Je saisis cette occasion pour remercier tous ceux qui, tôt ou tard, ont cru en moi. Je remercie ceux qui, depuis quelques années, ou avant, ou à côté, ont pris le risque de me faire confiance. J'affirme en particulier toute ma gratitude à Alain Breton, sans qui aujourd'hui l'emploi du mot « poète » à mon égard serait resté à l'état d'appel au silence. Merci à Rodolfo Gonzalez, Jean-Paul Thiriet, Mary Ford, Patrick Baud, Gianreto Manatschal, Odile et Alain Mottet.

Merci à mes amis artistes et bénévoles du *59 Rivoli*, ma bouteille d'oxygène quand Paris s'envenime. Merci à Francesco, pitre génial, dans l'atelier duquel j'ai souvent fui le Monde.

Merci à mes collègues et amis, et à la bière! Merci notamment à la *Montagne sans Geneviève*, où nous avons longuement picolé.

## Enseignement

« C'est l'art suprême du professeur que d'éveiller la joie dans le savoir et l'expression créative. »

Albert Einstein



DÉPARTEMENT  
DE GÉOSCIENCES

Je remercie Éric Calais, Sabrina Speich et l'ensemble du Département de Géosciences de l'École Normale Supérieure, qui m'a accordé un monitorat. Merci à Raül Madariaga pour sa confiance et sa bienveillance. Et un grand merci à Patrick Meunier et à son équipe, avec qui j'ai eu le plaisir d'encadrer le stage terrain des L3 pour deux années consécutives.

## Médiation scientifique

Je remercie Aude Védrines et l'ensemble de l'équipe de l'*Arbre des Connaissances*, association à l'origine de l'opération *Apprentis Chercheurs*, qui m'a offert l'opportunité d'initier des jeunes à la démarche scientifique et au monde de la Recherche. Un grand merci à Hélène Lyon-Caen, coordinatrice de l'opération au Laboratoire de Géologie de l'École Normale Supérieure.

Je remercie le Collège Doctoral et la direction de la communication de PSL, l'équipe organisatrice du concours « MT180 » et Alexia Benichou, fondatrice d'*Agent Majeur*, organisme spécialisé en médiation.



Voilà donc une liste non-exhaustive de personnes dont j'ai pu apprécier la bienveillance. Il va de soi que, si je devais remercier tous ceux qui m'ont permis d'en arriver là, il faudrait que je remercie tous ceux avec qui j'ai discuté pendant ces trois années, de quelque sujet que ce soit, et même avant, ainsi que ceux avec qui ils ont discuté, ou pas, et ceux qui ont discuté avec ceux qui, peut-être, avaient discuté avec eux. Autrement dit, la Terre entière. Donc tout le monde, ou peut-être personne, à supposer que tout cela tienne d'une mécanique insoupçonnée où le Hasard n'a pas sa place.

## Résumé

Les séismes intermédiaires (30-300 km) ont été largement documentés dans les plaques océaniques en subduction mais leur mécanisme reste énigmatique. Des séismes se produisent dans les plans de Wadati-Benioff supérieur et inférieur. Le plan inférieur se localise dans le manteau lithosphérique plongeant, 15 à 40 km sous l'interface de subduction. Cette sismicité correspondrait à la déshydratation de l'antigorite, serpentine de haute température, vers 600 °C.

Pour tester cette hypothèse et comprendre quel mécanisme est en jeu dans le plan inférieur, des expériences (Griggs et D-DIA) et une étude de terrain (Balmuccia, Italie) ont été effectuées.

Des péridotites artificielles ont été déshydratées pendant leur déformation dans des conditions typiques du manteau supérieur (1 à 3.5 GPa). Des émissions acoustiques sont enregistrées dans des échantillons comportant 5 %vol. d'antigorite. Les microfailles associées sont scellées par des pseudotachylites contenant des fluides, montrant que la déstabilisation de l'antigorite a déclenché une rupture dynamique et la fusion de l'olivine sur la surface de faille. Ces résultats mènent à l'établissement d'un modèle dans lequel un transfert de contrainte induit par déshydratation est le déclencheur de la fragilisation des roches du manteau.

Parallèlement, une pseudotachylite de la péridotite de Balmuccia révèle l'enregistrement de l'histoire du glissement d'un séisme fossile de magnitude  $M_w > 6$ . La lubrification co-sismique est complète et transitoire, car le magma peut rapidement s'écouler dans les fentes en tension lors du passage du front de rupture. L'aspiration du magma mènerait à un refroidissement permettant le rétablissement de la résistance et l'arrêt du glissement.

Cette pseudotachylite naturelle, un million de fois plus grande que son analogue expérimental, s'est formée dans les mêmes conditions de pression et de température. La grande similitude entre ces failles sur le terrain et au laboratoire indique que les expériences montrent un mécanisme de rupture représentatif de ce qui se passe dans la nature. D'autre part, de l'eau, trouvée fossilisée dans la pseudotachylite, était présente pendant la rupture sismique.

Ce travail réconcilie des décennies d'études semblant contradictoires sur le lien entre séismes mantelliques et déshydratation de l'antigorite. À une certaine échelle, une fraction d'antigorite de seulement 5 %vol. suffit à déclencher une sismicité, qui pourrait finalement être vue comme un indicateur du degré d'hydratation dans le manteau lithosphérique.

## Abstract

Intermediate-depth earthquakes (30-300 km) have been extensively documented within subducting oceanic slabs but their mechanism remains enigmatic. Earthquakes occur both in the upper and lower Wadati-Benioff planes. The latter is located in the mantle of the subducted oceanic lithosphere, 15-40 km below the plate interface, and is thought to fit the thermal breakdown of antigorite, the high-temperature serpentine, around 600 °C.

To test this hypothesis and understand which mechanism is at play in the lower plane, both experiments (Griggs and D-DIA) and field work (Balmuccia, Italy) have been performed.

Artificial peridotites were dehydrated during deformation at upper mantle conditions. Between 1 and 3.5 GPa, acoustic emissions are recorded in samples with only 5 vol.% antigorite. Associated microfaults are sealed by fluid-bearing pseudotachylytes, showing that antigorite destabilization triggered dynamic shear failure and frictional melting of olivine. These results lead to a model in which dehydration-induced stress transfer is the trigger of mantle rocks embrittlement.

Simultaneously, a pseudotachylyte from the Balmuccia peridotite reveals the recorded sliding history of an ancient  $M_w > 6$  earthquake. The co-seismic fault lubrication is complete and transient, as melt could rapidly flow into tensile fractures generated by the rupture front. Melt suction within the fractures led to rapid cooling and may have promoted strength recovery and sliding arrest.

This natural pseudotachylyte, one million times larger than the experimental ones, has formed at the same pressure and temperature. The high similarity between those experimental and natural faults indicates a similar mechanism at both scales, and thus that the experiments show a rupture mechanism representative of what happens in nature. Furthermore, water, found fossilized in the pseudotachylyte, was somehow present during the seismic rupture.

This work reconciles decades of apparently contradictory studies on the possible link between mantle earthquakes and serpentine dehydration. At a certain scale, an antigorite fraction as low as 5 vol.% is sufficient to trigger seismicity, which could therefore ultimately be seen as an indicator for the degree of hydration in the lithospheric mantle.



---

## TABLE DES MATIÈRES

<b>Préambule : L'eau dans tous ses états</b>	<b>xxix</b>
<i>Eau</i>	<b>xxxv</b>
<b>I Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Etat de l'Art</b>	<b>3</b>
1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète . . . . .	5
1.1.1 Un systématisme géographique : les limites de plaques . . . . .	5
1.1.2 La sismicité superficielle . . . . .	5
1.1.3 Les séismes intermédiaires et profonds . . . . .	8
1.1.4 La structure des zones de subduction : deux plans de Wadati-Bénihoff	10
1.2 Déformations lithosphériques, failles et ruptures sismiques . . . . .	17
1.2.1 Rhéologie : fragilité, ductilité et transition fragile-ductile . . . . .	17
1.2.2 Résistance des roches au cisaillement . . . . .	18
1.2.3 Elasticité linéaire en régime fragile et transition fragile-ductile . . . . .	21
1.2.4 La rupture sismique . . . . .	22
1.3 Tremblements de terre et lois d'échelle . . . . .	25
1.3.1 Le moment sismique . . . . .	25
1.3.2 Moment sismique et chute de contrainte . . . . .	26
1.3.3 Durée des séismes et vitesse de rupture . . . . .	27
1.3.4 Bilan énergétique des séismes . . . . .	29
1.4 Conditions d'instabilité mécanique . . . . .	32
1.4.1 Les modes de rupture . . . . .	32
1.4.2 La « friction » . . . . .	32
1.4.3 La longueur de nucléation . . . . .	34



1.4.4	Homogénéité, répartition et connectivité . . . . .	35
1.4.5	Processus d'affaiblissement extrême d'une surface de faille . . . . .	37
1.4.6	La pseudotachylite : trace fossilisée de tremblements de terre . . . . .	41
1.5	Manteau lithosphérique en subduction et sismicité . . . . .	44
1.5.1	L'olivine, minéral majoritaire de la péridotite . . . . .	44
1.5.2	Serpentine, antigorite, brucite : un point pour comprendre . . . . .	47
1.5.2.1	Serpentinisation, serpentines et serpentinite . . . . .	47
1.5.2.2	L'antigorite, serpentine de haute température . . . . .	48
1.5.3	Serpentine, déformation aismique et chemins de l'eau . . . . .	52
1.5.3.1	Un chef d'orchestre sur tous les théâtres . . . . .	52
1.5.3.2	Contrôle de la déformation en contexte de subduction . . . . .	53
1.5.3.3	Participation au cycle géologique de l'eau . . . . .	53
1.5.4	Transformations minérales, changements de volume et sismicité . . . . .	55
1.5.5	Stabilité de l'antigorite et séismes intermédiaires . . . . .	57
1.5.6	L'apport des études expérimentales précédentes . . . . .	60
1.5.7	Le plan de Wadati-Benioff inférieur : mécanismes envisagés . . . . .	63
1.5.7.1	Suppression de fluide et hydrofracturation . . . . .	63
1.5.7.2	Eau supercritique et porosité ? . . . . .	65
1.5.7.3	Échauffement frictionnel et emballage thermique . . . . .	65
1.6	Formulation de la question & plan de la réponse . . . . .	67
	<i>Vacarme</i> . . . . .	69
 <b>II Géophysique expérimentale</b>		<b>71</b>
 <b>2 Fabrication de péridotites artificielles en piston-cylindre</b>		<b>73</b>
2.1	Préparation des poudres à partir de minéraux connus . . . . .	74
2.2	Frittage des poudres en piston-cylindre . . . . .	75
2.3	Observation des échantillons frittés . . . . .	79
 <b>3 Déformation en laboratoire de péridotites artificielles – D-DIA</b>		<b>81</b>
3.1	Description du matériel et des expériences réalisées . . . . .	83
3.1.1	La <i>Deformation-DIA</i> , presse multi-enclumes à gros volume . . . . .	83
3.1.2	Préparation et installation de la cellule de D-DIA . . . . .	84
3.1.3	Déformation et chauffage des échantillons . . . . .	87
3.1.4	Mesure <i>in situ</i> de la contrainte sous rayonnement Synchrotron . . . . .	88
3.1.5	Enregistrement des émissions acoustiques et traitement . . . . .	93
3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	95
3.2.1	Description générale des résultats . . . . .	95
3.2.2	Stabilité de l'antigorite et décomposition thermique . . . . .	98

3.2.3	Activité acoustique pendant les expériences . . . . .	99
3.2.4	Observations microstructurales . . . . .	104
3.3	Interprétation et discussion . . . . .	109
3.3.1	Des pseudotachylites expérimentales . . . . .	109
3.3.2	Une invalidation du modèle de « déshydratation embrittlement » . . . . .	111
3.3.3	Le modèle de transfert de stress par déshydratation, ou « <i>DDST</i> » . . . . .	111
3.3.3.1	Présentation du modèle <i>DDST</i> . . . . .	111
3.3.3.2	Taille des volumes d'olivine . . . . .	114
3.3.3.3	Longueur des clusters d'antigorite . . . . .	114
3.3.3.4	La longueur critique de nucléation de fracture . . . . .	115
3.3.3.5	Description du modèle <i>DDST</i> . . . . .	115
3.3.3.6	L'impact de la pression lithostatique . . . . .	116
3.4	Implications pour la sismicité intermédiaire . . . . .	116
3.4.1	Fin de la controverse sur le potentiel sismogène de l'antigorite . . . . .	116
3.4.2	Dimensions des objets et loi d'échelle du laboratoire au terrain . . . . .	117
3.5	Conclusion . . . . .	119
<b>4</b>	<b>Expériences complémentaires – <i>D-DIA</i> &amp; <i>Griggs</i></b>	<b>121</b>
4.1	Déformation en <i>D-DIA</i> de la péridotite de Balmuccia . . . . .	121
4.1.1	Description du matériau et du protocole . . . . .	121
4.1.2	Résultats expérimentaux . . . . .	122
4.2	Déformation en <i>Griggs</i> de la péridotite de Balmuccia . . . . .	123
4.2.1	Préparation de l'échantillon et de l'assemblage . . . . .	123
4.2.2	Déformation . . . . .	123
4.2.3	Résultats expérimentaux . . . . .	124
4.3	Comparaison avec les péridotites artificielles . . . . .	126
4.3.1	Description générale . . . . .	126
4.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	128
4.4	Conclusions . . . . .	130
	<i>Écaille</i>	<b>133</b>
<b>III</b>	<b>Géologie : du fossile à l'actuel</b>	<b>135</b>
<b>5</b>	<b>Étude d'une pseudotachylite ultramafique, Balmuccia, Val Sésia, Italie</b>	<b>137</b>
5.1	Justification de la démarche . . . . .	139
5.1.1	État de l'art . . . . .	139
5.1.2	Situation géographique et tectonique du Massif de Balmuccia . . . . .	140
5.1.2.1	La <i>Zone d'Ivrée</i> , une coupe de la croûte inférieure . . . . .	140
5.1.2.2	Une lherzolite à spinelle à foliation verticale . . . . .	142

5.1.3	Des pseudotachylites de haute pression préservées . . . . .	142
5.2	Une pseudotachylite ultramafique de haute pression . . . . .	147
5.2.1	Un affleurement idéal : l'embarcadère . . . . .	147
5.2.2	Description de la zone de faille . . . . .	149
5.2.2.1	Géométrie et connections à toutes les échelles . . . . .	149
5.2.2.2	Endommagement associé au glissement principal . . . . .	151
5.2.3	Conditions pression-température au moment du séisme . . . . .	158
5.2.4	La direction de glissement déduite de la texture de l'olivine ? . . . . .	159
5.2.4.1	Contraintes macroscopiques sur la direction de glissement . . . . .	159
5.2.4.2	Orientation cristallographique préférentielle de l'olivine . . . . .	159
5.2.4.3	Paramètre <i>temps</i> et cristallisation des micro-olivines . . . . .	161
5.3	Caractérisation des « injectites » . . . . .	164
5.3.1	L'apport de la spectrométrie Raman . . . . .	164
5.3.1.1	Principe de la méthode . . . . .	164
5.3.1.2	De l'amorphe dans les cristaux . . . . .	164
5.3.1.3	Comparaison à un verre obtenu par fusion en laboratoire . . . . .	167
5.3.1.4	Présence d'eau liée dans les poches amorphes . . . . .	169
5.3.2	Origine des poches amorphes . . . . .	170
5.3.2.1	Une fusion totale de la péridotite par échauffement frictionnel . . . . .	170
5.3.2.2	La viscosité du magma frictionnel . . . . .	171
5.3.2.3	Une composition variable . . . . .	172
5.3.3	Altération ou préservation de l'amorphe . . . . .	175
5.4	Bilan énergétique . . . . .	179
5.4.1	Estimation de l'énergie dissipée par fusion . . . . .	179
5.4.2	Estimation de l'énergie dissipée par fracturation . . . . .	180
5.4.3	Saut de contrainte, efficacité sismique et épaisseur de fonte . . . . .	181
5.4.3.1	Saut de contrainte sismologique . . . . .	181
5.4.3.2	Énergie mécanique totale par unité de surface . . . . .	181
5.4.3.3	Efficacité sismique et épaisseur fondue . . . . .	182
5.4.4	Estimation des contraintes cisailantes ' <i>steady-state</i> ' et moyenne . . . . .	182
5.4.4.1	Contrainte en régime stationnaire ou ' <i>steady-state</i> ' . . . . .	182
5.5	Histoire du glissement . . . . .	185
5.5.1	Viscosité, cisaillement du liquide silicaté et friction dynamique . . . . .	185
5.5.2	Viscosité et vitesse de Poiseuille . . . . .	185
5.5.3	Déformation pré-sismique et emballement thermique . . . . .	187
5.5.4	Déformation post-sismique et exhumation du Massif de Balmuccia . . . . .	187
5.6	Discussion . . . . .	189
5.6.1	Une seule origine pour les PSTs et les ultramylonites ? . . . . .	189

5.6.2	Lubrification des failles par fusion : mode de déformation au haut du manteau lithosphérique? . . . . .	189
5.6.3	Quel(s) rôle(s) pour l'eau? . . . . .	189
5.7	Conclusions . . . . .	190
<b><i>Rupture</i></b>		<b>193</b>
<b>IV Synthèse</b>		<b>195</b>
<b>6 Conclusions et perspectives</b>		<b>197</b>
6.1	Déstabilisation de l'antigorite et déclenchement de séismes mantelliques . . .	197
6.1.1	Fin de cinquante ans de controverse scientifique? . . . . .	197
6.1.2	Le modèle « <i>DDST</i> » . . . . .	198
6.1.3	Conséquence : signification du plan de Wadati-Benioff inférieur . . .	199
6.1.4	D'autres séismes, d'autres mécanismes? . . . . .	199
6.1.5	Un mécanisme d'emballlement thermique incluant la déshydratation? . . .	200
6.2	Lois d'échelle, déshydratation et pseudotachylites . . . . .	203
6.2.1	Pseudotachylite expérimentale <i>vs</i> pseudotachylite de Balmuccia . . .	203
6.2.2	Une préservation partielle des indices laissés par le séisme . . . . .	205
6.2.3	Un écart apparent à la loi d'échelle par aspiration du magma frictionnel	205
6.3	Ma thèse en une phrase . . . . .	208
<b>V Ouverture</b>		<b>209</b>
<b>Serpentine et sismicité dans le Bassin de Wharton : un analogue actuel?</b>		<b>213</b>
6.4	Contexte et sismicité . . . . .	213
6.5	Pression, température et stabilité des serpentines . . . . .	217
6.6	La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau? . .	221
<b>Microplaque de Gorda : une structure sismique double atypique</b>		<b>227</b>
<b><i>Les Montagnes du Nord</i></b>		<b>229</b>
<b>Annexe 1 : Mesures EDS - échantillon E3b</b>		<b>233</b>
<b>Annexe 2 : article dans <i>Nature Communications</i></b>		<b>247</b>
<b>Annexe 3 : article dans (<i>EPSL</i>)</b>		<b>285</b>
<b>Annexe 4 : pages A3</b>		<b>317</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>361</b>
<i>Horizons</i>	<b>363</b>

---

## TABLE DES FIGURES

1	Diagramme de phase de l'eau . . . . .	xxx
2	Fumeur noir en activité au niveau d'une dorsale océanique . . . . .	xxxii
1.1	Distribution de la sismicité mondiale de 1964 à 1995 . . . . .	6
1.2	Schéma synthétique de la structure de la Terre . . . . .	7
1.3	Répartition de la sismicité mondiale en profondeur . . . . .	8
1.4	La double zone de Wadati-Benioff sous le nord du Japon . . . . .	11
1.5	Prévalence globale des doubles zones de Wadati-Benioff . . . . .	12
1.6	Modèle thermique et double zone de Wadati-Benioff sous Tōhoku . . . . .	13
1.7	Preuve de la serpentinisation à 20 km sous le plancher océanique . . . . .	14
1.8	Sismicité en contexte de subduction et de décrochement - une synthèse . . . . .	15
1.9	Évolution de la résistance du quartz et de l'olivine en profondeur . . . . .	18
1.10	Contrainte cisailante en fonction de la contrainte normale - friction statique . . . . .	19
1.11	Friction statique et épaisseur des feuillets . . . . .	20
1.12	Rupture sismique en laboratoire . . . . .	24
1.13	Relation entre la surface de rupture <i>S</i> et le moment sismique . . . . .	26
1.14	Relation entre la durée de rupture et le moment sismique . . . . .	28
1.15	Relation entre la fréquence coin et le moment sismique . . . . .	29
1.16	Bilan énergétique d'un séisme . . . . .	30
1.17	Évolution dynamique du coefficient de friction . . . . .	33
1.18	Modèle de nucléation proposé par <i>Ohnaka</i> (2003) . . . . .	34
1.19	Seuil de percolation et connectivité d'un réseau . . . . .	37
1.20	Coefficient de friction à l'équilibre en fonction de la vitesse de glissement . . . . .	39
1.21	Dessins de pseudotachylites par <i>Sibson</i> (1975) . . . . .	42
1.22	Caractérisation de pseudotachylites par <i>Sibson</i> (1975) . . . . .	43
1.23	Représentation 3D de la maille du cristal d'olivine . . . . .	44
1.24	Représentation 2D de la maille du cristal d'olivine . . . . .	45

1.25	Les plans cristallographiques de l'olivine . . . . .	46
1.26	Antigorite de Corse observée en microscopie électronique à balayage . . . . .	49
1.27	Vallée d'Antigorio, Monte Gorio et gneiss de la fenêtre de Verampio . . . . .	50
1.28	Structure 3D de l'antigorite . . . . .	51
1.29	Séismes dans le manteau supérieur et conditions $P, T$ . . . . .	58
1.30	Diagramme Pression-Température du système MSH (< 6 GPa) . . . . .	60
1.31	Micrographes (MEB) illustrant les résultats de Xia (2013) . . . . .	61
1.32	Distance entre les plans de Wadati-Benioff en fonction de l'âge de des plaques . . . . .	64
1.33	Plan de Wadati-Benioff inférieur et « pression tectonique » . . . . .	65
2.1	Photographie de fragments d'olivine de San Carlos et d'antigorite . . . . .	74
2.2	Piston-cylindre . . . . .	75
2.3	Thermocouple . . . . .	76
2.4	Assemblage pour la synthèse des échantillons frittés . . . . .	77
2.5	Récupération des échantillons après frittage . . . . .	78
2.6	Péridotite artificielle contenant 20 % d'antigorite (MEB) . . . . .	79
3.1	Advanced Photon Source (APS) . . . . .	82
3.2	Représentation 3D de la <i>Deformation-DIA</i> . . . . .	83
3.3	Assemblage expérimental utilisé pour la déformation en D-DIA . . . . .	84
3.4	Assemblage positionné dans la D-DIA . . . . .	85
3.5	Indexation des pics de l'olivine et de l'antigorite . . . . .	86
3.6	Évolution de la déformation en fonction du temps, échantillon 05-3.5 . . . . .	87
3.7	Évolution de la contrainte en fonction de la déformation, échantillon 05-3.5 . . . . .	88
3.8	Chemin des rayons X pendant l'expérience . . . . .	89
3.9	Figure de diffraction bidimensionnelle utilisée pour le calcul de la contrainte . . . . .	90
3.10	Valeurs de d-spacing pour les plans cristallographiques 131 et 112 de l'olivine . . . . .	91
3.11	Système acoustique : enclume supérieure, capteur piézoélectrique & échantillon . . . . .	93
3.12	Résultats expérimentaux : déformation de péridotites artificielles en D-DIA . . . . .	95
3.13	Diagramme de phase : stabilité de l'antigorite et activité acoustique . . . . .	97
3.14	Loi de Gutenberg-Richter expérimentale . . . . .	100
3.15	Micrographe (MEB) des échantillons 05-1.1, 50-3.5 et 20-1.2 . . . . .	101
3.16	Micrographe (MEB) d'une faille formée à haute pression (05-1.1) . . . . .	102
3.17	Aperçu de la microstructure de l'échantillon 05-1.1 & faille de haute pression . . . . .	103
3.18	Aperçu de la microstructure de l'échantillon 20-1.2 & antigorite déstabilisée . . . . .	104
3.19	Micrographe (MEB) de l'échantillon 00-3.5 . . . . .	105
3.20	Observations microstructurales dans l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{atg} = 5\%$ ; 1,1 GPa) . . . . .	105
3.21	Microstructures (MEB) de l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{atg} = 5\%$ , 1,1 GPa) . . . . .	106
3.22	Microstructures (MET) dans l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{atg} = 5\%$ , 1,1 GPa) . . . . .	108

3.23	Modèle conceptuel « <i>DDST</i> » : transfert de contrainte par déshydratation . . .	113
3.24	Visualisation 3D du modèle « <i>DDST</i> » . . . . .	118
4.1	Résultats expérimentaux : comparaison avec la péridotite de Balmuccia . . .	122
4.2	Presse <i>Griggs</i> , échantillon non-déformé et déformé . . . . .	124
4.3	Planche synthétique de la préparation d'une expérience en <i>Griggs</i> . . . . .	125
4.4	Assemblage et échantillons déformés . . . . .	126
4.5	Résultats expérimentaux : péridotite de Balmuccia déformée en <i>Griggs</i> . . . .	127
4.6	Résultats expérimentaux : péridotite artificielles déformées en <i>Griggs</i> . . . .	127
4.7	Microstructures dans un échantillon contenant 10 % d'antigorite et déformé en <i>Griggs</i> à 1,5 GPa . . . . .	128
4.8	Microstructures dans un échantillon contenant 5 % d'antigorite et déformé en <i>Griggs</i> à 2,5 GPa . . . . .	129
4.9	Comparaison de l'ensemble des résultats expérimentaux avec la littérature .	131
5.1	Carte tectonique de la <i>Zone d'Ivrée</i> . . . . .	141
5.2	Carte géologique simplifiée du <i>Massif de Balmuccia</i> . . . . .	143
5.3	Carte tectonique : contact entre la <i>Zone de Sésia</i> et la <i>Zone d'Ivrée</i> . . . . .	145
5.4	Coupes de la région de contact entre la <i>Zone de Sésia</i> et la <i>Zone d'Ivrée</i> . . . .	146
5.5	Affleurement de l'embarcadère vu depuis la rive droite de la rivière <i>Sésia</i> et localisation des échantillons discutés dans le texte . . . . .	147
5.6	Projection stéréographique des principales structures l'affleurement . . . . .	148
5.7	Assemblage photographique et dessin de l'embarcadère . . . . .	150
5.8	Vue rapprochée sur la trace principale de la faille jusqu'à l'échelle millimétrique	151
5.9	Zone de faille décrochante typique dans une roche quartzofeldspathique . .	152
5.10	Observation de l'échantillon E1 . . . . .	154
5.11	Observation de l'échantillon E2 . . . . .	155
5.12	Bloc 3D représentant la complexité du réseau de PSTs . . . . .	156
5.13	Schéma structural de l'embarcadère . . . . .	157
5.14	Spinelles stable dans les ultramytonites - échantillon E3 . . . . .	158
5.15	Illustration schématique de l'histoire du glissement sur la faille . . . . .	160
5.16	Observation par diffraction des électrons rétrodiffusés (EBSD) . . . . .	161
5.17	Schéma représentant l'orientation cristallographique préférentielle de l'oli- vine au fur et à mesure du glissement . . . . .	162
5.18	Rayon des micro-olivines en fonction de la surfusion et du temps . . . . .	163
5.19	Observation (MEB) de l'injectite pluricentimétrique de l'échantillon E3 . . . .	165
5.20	Détail d'une injectite détectée dans l'échantillon E3a, localisée en Figure 5.8 .	166
5.21	Spectres Raman réalisés à proximité de l'injectite . . . . .	167
5.22	Comparaison du signal Raman de l'injectite et d'un verre expérimental . . .	167
5.23	Dispositif permettant la fusion de péridotite au laboratoire . . . . .	168



5.24	Introduction d'eau dans le réseau désordonné d'un verre de silice . . . . .	169
5.25	Facteurs influençant la polymérisation du réseau de silice . . . . .	170
5.26	Observation de l'échantillon E3 par spectrométrie Raman . . . . .	171
5.27	Cartographie du magnésium et de l'aluminium au niveau de microfailles soudées contenant des poches amorphes . . . . .	172
5.28	Poche amorphe à spinelle vitrophyrique - échantillon E3b . . . . .	174
5.29	Logigramme conceptuel des évolutions pouvant mener à la destruction de l'enregistrement d'une pseudotachylite dans une roche . . . . .	176
5.30	Poche amorphe partiellement altérée à symplectites périphériques . . . . .	177
5.31	Cartes élémentaires dans l'injetite à symplectites . . . . .	178
5.32	Résistance moyenne au cisaillement, friction effective et épaisseur fondue . .	183
5.33	Évolution du coefficient de friction au cours du tremblement de terre . . . .	186
5.34	Diagramme questionnant le lien entre la faille et les « injectites » . . . . .	188
6.1	Sismicité en contextes de subduction et de décrochement - une mise à jour .	201
6.2	Synthèse : génération et altération d'une pseudotachylite . . . . .	202
6.3	Relation déplacement <i>vs</i> épaisseur des failles du micromètre au mètre - lois puissance . . . . .	206
6.4	Relation déplacement <i>vs</i> épaisseur des failles du micromètre au mètre - quelle loi d'échelle ? . . . . .	207
6.5	Carte de la moitié Nord du Bassin de Wharton montrant les ruptures sub- orthogonales occasionnées par les séismes d'avril 2012 . . . . .	215
6.6	Représentation 3D des failles imagées au niveau du profile sismique WG3 .	216
6.7	Diagramme de phase du système MSH et conditions P-T dans une plaque océanique en subduction et dans le Bassin de Wharton . . . . .	222
6.8	Schéma représentant la séquence de ruptures sismiques associée au méca- nisme d'emballlement thermique accéléré par déshydratation de l'antigorite .	224

---

## LISTE DES TABLEAUX

3.1	Résultats expérimentaux : état de contrainte et activité acoustique pendant le chauffage des péridotites artificielles à haute pression en D-DIA . . . . .	96
4.1	Composition de la péridotite de Balmuccia . . . . .	122
4.2	Dimensions des échantillons forés de péridotite de Balmuccia . . . . .	124
5.1	Énergie dissipée par fusion et résistance frictionnelle lors du glissement en fonction de l'épaisseur de fonte . . . . .	180
6.1	Tableau comparatif des pseudotachylites expérimentale et naturelle . . . . .	204



# Préambule



---

## L'EAU DANS TOUS SES ÉTATS

L'eau est partout. Elle constitue près de 65 % de la masse d'un organisme humain adulte et environ 85 % de son cerveau. Si l'on s'amuse à compter les molécules dont nous sommes faits, on s'apercevrait que 99 % d'entre elles sont des molécules d'eau. Composant principal du vivant, l'eau est présente en quantité dans les enveloppes fluides que sont l'hydrosphère et l'atmosphère, mais aussi dans la Terre solide. Elle y semble indispensable à une foule de processus se déroulant à diverses échelles de temps et d'espace, de l'émergence de la vie à la vigueur des ouragans, en passant par la foudre ou encore le volcanisme des zones de subduction. L'eau, doucement et brutalement, structure « notre » planète depuis des milliards d'années.

Sur la Terre, l'eau est dans tous ses états. À l'état gazeux, la vapeur d'eau nous permet de cuire nos aliments ; à l'état liquide, elle sculpte les roches sur le bord des rivières ; à l'état solide, certaines années, elle recouvre la Normandie d'un modeste manteau neigeux ; supercritique ( $> 400\text{ °C}$ ,  $> 22\text{ MPa}$ ), elle dissout tous les composés organiques. Aux abords de la surface de la Terre, l'eau passe d'un état à un autre (solide, liquide, gaz) sans trop de difficulté au gré des variations de pression et de température. C'est la vaporisation de l'eau que nous utilisons dans le percolateur des machines à café. Quelques fois, néanmoins, la transformation tarde. Cette hystérésis est notamment à l'origine du phénomène de surfusion.

Solide, l'eau est glace. La glace que nous connaissons a une maille hexagonale et est dite de type Ih. C'est la seule qui soit stable à pression atmosphérique. Toutefois, dans la nature, on a aujourd'hui dénombré 24 types de glaces [Figure 1], certaines amorphes, c'est-à-dire sans périodicité géométrique, et d'autres cristallines, c'est-à-dire organisées selon une géométrie précise. Bien que la structure de la molécule d'eau soit l'une des plus simples, l'eau liquide et les diverses glaces ont des caractéristiques physiques complexes. Cette complexité est due à l'interaction entre les molécules d'eau : la liaison hydrogène.

La température de fusion de la glace Ih diminue quand la pression augmente : sous l'effet d'une compression, les liaisons hydrogène s'affaiblissent et ne suffisent plus à com-

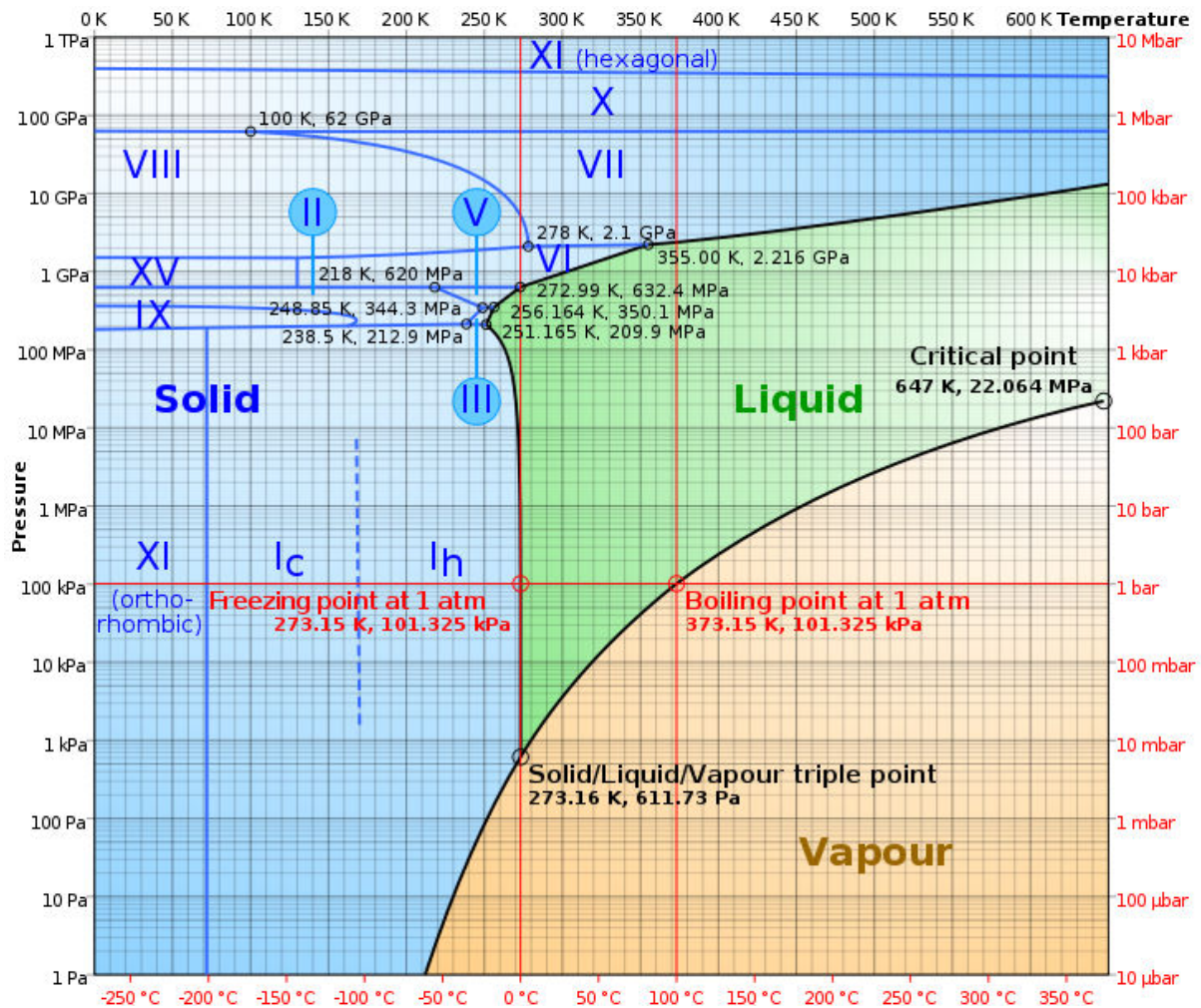


FIGURE 1 – Diagramme de phase de l’eau : évolution des pressions de changement de phase et de changement d’état en fonction de la température. Figure issue de Baez (2012).

penser l’agitation thermique. Exercer une pression sur la glace provoque donc sa fusion, condition nécessaire au patinage artistique.

L’eau peut également entrer dans la composition d’autres assemblages atomiques, tels que les molécules organiques, comme l’éthanol par exemple, avec modération. La vie, bien sûr, est indissociable de la présence d’eau. Gigantesque diversité de structures et de mouvements mettant en scène une variété d’espèces organiques et minérales, et surtout de l’eau, la vie s’adapte à des environnements très variés. Des bactéries peuvent être trouvées dans les roches jusqu’à plusieurs kilomètres de profondeur, où elles se nourrissent de minéraux comme l’oxyde de fer (e.g. Gold, 1992; Folk, 1993). De récentes études ont mis en évidence que des bactéries étaient capables de survivre à des conditions extrêmes de pression (> 50 GPa) et de températures (> 120 °C, Hazael et al., 2016). Des microorganismes, et donc principalement de l’eau, pourraient donc voyager dans les roches et survivre à l’impact des météorites (Hazael et al., 2016).

D'autres bactéries colonisent les nuages et sont capables, dans une certaine mesure, de faire la pluie et le beau temps (*Vaitilingom et al., 2013*). Les nuages sont un assemblage d'air, de vapeur et de microgouttelettes d'eau liquide en suspension. Ce sont ces microgouttelettes, issues de la condensation de la vapeur, que nous voyons quand nous regardons un nuage. À ce jour, on ne connaît ni l'altitude ni la profondeur maximales de présence de vie terrestre.

Sur les plateaux continentaux, l'eau forme des clathrates. Il s'agit de cages nanométriques constituées d'un maillage de molécules d'eau enfermant de plus grosses molécules gazeuses. Le clathrate le plus connu est l'hydrate de méthane, qui, bien que semblable à la neige, s'enflamme facilement.

Les continents, souvent sous l'eau, sont eux-mêmes constitués d'eau, sous forme liquide dans leur porosité, sous forme de glace pour les glaciers et inlandsis, et sous ces deux formes sous nos skis. Mais l'eau peut également être présente à l'intérieur de ce qui constitue les roches : les minéraux. Ces cristaux naturels sont le fruit de la rencontre d'une certaine quantité d'espèces chimiques dans certaines proportions à un certain moment et dans certaines conditions de pression et de température. Ces cations et ces anions qui s'assemblent en formes géométriques simples et répétées dans l'espace comptent parmi eux des protons  $H^+$  et des hydroxyles  $OH^-$ . Autrement dit, de l'eau. Solvant lorsqu'elle est majoritaire, l'eau devient « soluté » lorsqu'elle est minoritaire. Dans les roches, l'eau peut être présente sous forme de fluide interstitiel, sous forme de défauts dans une maille cristalline ne la faisant pas intervenir, ou au sein de la maille cristalline elle-même, comme c'est le cas dans les serpentines. On la trouve aussi dans les roches amorphes (verres volcaniques par exemple) lorsque le magma dont elles proviennent est préalablement hydraté.

On pense aujourd'hui que la molécule d'eau, légère, est venue des profondeurs de la Terre par différenciation sous l'effet de la gravité. Impliquée dans la dynamique des enveloppes solides et fluides de la Terre, l'eau est aussi le « moteur » de l'activité cométaire. En effet, la glace du noyau des comètes, en se sublimant, entraîne les molécules volatiles et les particules de poussière. L'eau vient-elle des comètes ou de la formation-même de la Terre ? La question n'est toujours pas tranchée.

Des études scientifiques récentes suggèrent un lien entre la formation de la planète et la vie (e.g. *Müntener, 2010*), via la réaction de serpentisation [Figure 2], détaillée au **chapitre 1**. Parallèlement, du méthane a récemment été trouvé dans l'atmosphère de Mars et d'Encelade. Son origine pourrait être biologique ou géologique. La serpentisation est en effet une source alternative de méthane (*Ehlmann et al., 2010*). Lors de son vol de reconnaissance en 2010, la sonde *Cassini* a confirmé qu'Encelade, lune de Saturne, comporte sous sa surface gelée de l'eau liquide dont le pH basique serait lié à la serpentisation de roches chondritiques.

L'eau, doucement et brutalement, structure, entre autres, cette planète dont nous faisons partie. Molécule atypique, elle révèle peu à peu sa fonction dans des mécanismes naturels



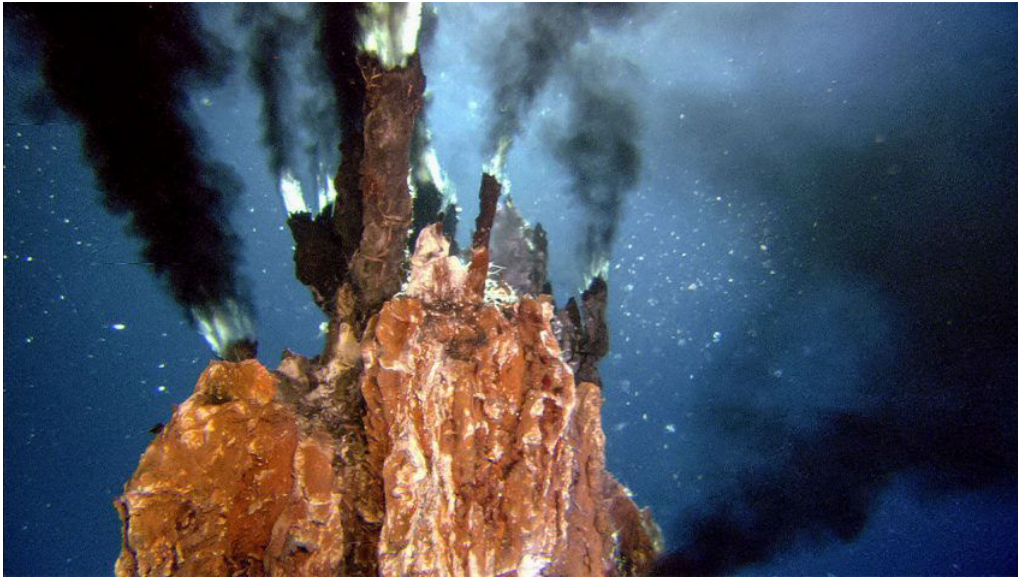


FIGURE 2 – Fumeur noir en activité au niveau d’une dorsale océanique, pouvant être issu du volcanisme ou de la réaction de serpentinisation (**chapitre 1**). Cette réaction chimique produit notamment de la chaleur, de l’hydrogène et du méthane. Le dernier ancêtre commun « universel », s’il a existé, a peut-être émergé sur ces fumeurs noirs à partir de molécules organiques simples, sans lumière ni oxygène, et se serait nourri de l’hydrogène. AF archive/Alamy Stock Photo

toujours plus nombreux. Les frontières de son empire semblent chaque jour davantage repoussées. Pourtant, si de nombreux travaux explorent les interactions qu’entretient l’eau avec les autres éléments et leur manière de constituer des structures géométriques stables, nous sommes encore loin d’avoir entièrement compris le lien entre la structure de la molécule d’eau et la diversité de ses comportements.

#### Références :

- R. F. Service (2016). Our last common ancestor inhaled hydrogen from underwater volcanoes. *Science*.
- J. Baez (2012). Phase diagram of water.
- R. Hazael et al. (2016). Pressure as a Limiting Factor for Life. *Life* 6 (34).
- O. Müntener (2010). Serpentine and serpentinization : A link between planet formation and life. *Geology* 38 (10).
- M. Cannat et al. (2010). Serpentinization and associated hydrogen and methane fluxes at slow spreading ridges. *Diversity of Hydrothermal Systems on Slow Spreading Ocean Ridges*.
- <http://www.cnrs.fr/cw/dossiers/doseau/decouv/proprie/8terre.html>
- <http://www.cnrs.fr/cw/dossiers/doseau/decouv/univers/eauCometes.html>
- <http://www.cnrs.fr/cw/dossiers/doseau/decouv/univers/eauMars.html>
- <http://www.cnrs.fr/cw/dossiers/doseau/decouv/proprie/physGlace.html>





---

## EAU

Au bout de l'horizon, là-bas, où ça s'anime  
Il est de ces forêts chargées de féerie  
Pleines d'herbes fragiles, d'arbres aux hautes cimes  
Et de ces quelques fleurs, bordant de vagues lits

L'eau tient ici cadence et règne sur les flaques  
Ainsi que sur les vents, qui pénètrent parfois  
La dense armée de bois, époustouflante au lac  
Dans lequel au levant le reflet fait émoi

Tout tient ici par elle, l'eau est omniprésente :  
Sève, voute, sentier, et tout ce qui s'invente  
Puissante molécule, belle de tout soumettre

Tout tient partout ainsi : l'eau est source de tout,  
Elle fait loi des champs, des brebis et des loups  
Et des cimes qui dansent, derrière la fenêtre.

*30/12/2013 – Saint Aubin Routot  
Extrait du recueil « Encore et jusqu'à l'Aube »*



**Première partie**

**Introduction**



---

---

# CHAPITRE 1

---

## ETAT DE L'ART

*So vast, so limitless in capacity is man's imagination to disperse and burn away  
the rubble-dross of fact and probability, leaving only truth and dream.*

« Si vaste, si infinie dans sa capacité est l'imagination de l'homme quand il faut disperser,  
brûler le résidu des faits, des probabilités, pour ne conserver que la vérité et le rêve. »

William Faulkner, *Requiem for a Nun*, (1951)

Nous vivons sur un énorme corps solide de plus de 40 000 km de circonférence. Son enveloppe externe rigide, d'une centaine de kilomètres d'épaisseur, porte le nom de « lithosphère » (du grec *λιθος*, lithos, signifiant « pierre »). Somme de la croûte terrestre et de la partie superficielle du manteau supérieur, la lithosphère est le lieu des tremblements de terre, ce qui fait d'elle l'objet d'étude des sismologues depuis la toute fin du XIX<sup>e</sup> siècle.

Depuis l'arrivée du modèle de la **Tectonique des Plaques** (McKenzie & Parker, 1967; Morgan, 1968; Le Pichon, 1968), on comprend de mieux en mieux comment les contraintes mécaniques s'accumulent dans certaines régions du monde, le long de certaines structures, ici plutôt qu'ailleurs. Les mouvements que font les plaques lithosphériques les unes par rapport aux autres provoquent l'accumulation de contraintes et de déformations, le plus souvent au niveau des limites de plaques. Parfois, de trop de contraintes accumulées, de trop d'énergie emmagasinée, la lithosphère rompt, le sol tremble.

Depuis quelques dizaines d'années, les mécaniciens des roches tentent de comprendre les processus de déformation lithosphériques en recréant en laboratoire les conditions de pression, de température et de contrainte subies par ces solides complexes. Les mécanismes cassants s'observent de l'échelle des minéraux à celle des grandes failles lithosphériques, affectant aussi bien la croûte que le manteau.

Dans la nature à l'échelle des temps géologiques, et au laboratoire à l'échelle de quelques



minutes, les roches peuvent se déformer de manière plastique, i.e. irréversible, ou élastique, i.e réversible. Pour tout matériau, le domaine et le style de déformation dépendent avant tout de la pression et de la température. En pratique, la transition fragile-ductile dépend également de la pression de fluides et de la vitesse de déformation. Au niveau des limites de plaques en particulier et le long des grandes failles actives, la déformation est plus intense et plus rapide, ce qui occasionne davantage de séismes.

La grande majorité des séismes ont lieu à quelques kilomètres de profondeur et sont aujourd'hui relativement bien expliqués par des lois de friction (*Dieterich, 1979; Ruina, 1983; Marone, 1998b; Scholz, 1998*) : la rigidité des roches permet d'accumuler une contrainte suffisamment élevée pour atteindre le seuil de rupture. Mais des séismes se localisent aussi en profondeur, en particulier au niveau des zones de subduction. Les réactions métamorphiques et les transitions de phases des minéraux semblent jouer un rôle dans cette sismicité, dont le mécanisme fait toujours l'objet de débats.

En particulier, la déshydratation de l'antigorite, serpentine de haute température, pourrait jouer un rôle dans le déclenchement des tremblements de terre, notamment ceux affectant le manteau supérieur à l'aplomb des grandes failles décrochantes et au niveau du plan de Wadati-Benioff inférieur. Mon travail de thèse vise à comprendre l'impact de la déstabilisation de ce minéral hydraté sur le comportement de péridotites faiblement serpentinisées en alliant l'expérience en laboratoire aux observations de terrain. Aussi, ce manuscrit s'intéresse dans le même niveau de détail à l'interprétation du mécanisme liant la déshydratation à la sismicité en laboratoire qu'à l'étude d'un affleurement de péridotite du massif ophiolitique de Balmuccia en Italie.

### 1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète

*Nothing is less predictable than the development of an active scientific field.*  
« Rien n'est moins prévisible que le développement d'un domaine scientifique actif. »

Charles Francis Richter

#### 1.1.1 Un systématisme géographique : les limites de plaques

La sismicité est répartie de manière très inégale. L'immense majorité des séismes, 99 %, est enregistrée aux abords des fosses de subduction [Figure 1.1], là où les vitesses relatives des plaques adjacentes sont de 1 à 10 cm an<sup>-1</sup>, i.e. les plus importantes à l'échelle du Globe. La corrélation entre intensité de la sismicité et vitesse relative des plaques a récemment été démontrée (Ide, 2013).

Les grands séismes des dernières décennies survenus au large du Japon ou de Sumatra par exemple ( $M_w \geq 9$ ) se localisent tous au niveau des zones de subduction. Le séisme de magnitude  $M_w$  9.5 au Chili en 1960, plus grande magnitude de l'ère industrielle, a eu lieu au niveau de la zone de subduction séparant la plaque Sud-Américaine de la plaque Nazca plongeant dessous. Les fortes accumulations de contraintes sont liées à la forte vitesse relative et à la complexité géométrique de l'interface de subduction, zone de contact entre les deux plaques convergentes.

La surface de contact entre la lithosphère et l'asthénosphère [Figure 1.2] est une limite thermique définie par l'isotherme 1300 °C, température à laquelle la péridotite présente une viscosité minimale ( $\sim 10^{18}$  Pa s). Cette limite est un point clé de la compréhension de la tectonique des plaques, de son lien avec la géodynamique globale et de la répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète.

#### 1.1.2 La sismicité superficielle

Le long d'une faille la sismicité est discontinue dans le temps comme dans l'espace, aussi bien horizontalement que verticalement. La zone « bloquée », ou zone sismogénique, est définie comme l'épaisseur crustale dans laquelle se localise la plupart des séismes. Cette zone est limitée en profondeur par des limites de température. Sa limite supérieure correspond à l'isotherme 100 °C, température de déshydratation des smectites en illite. Pour un géotherme moyen  $\approx 30$  °C km<sup>-1</sup>, cette limite se localise entre 3 et 3.5 km.

La limite inférieure de la zone sismogénique correspond à une température de 350-400 °C, aux abords de la transition fragile-ductile (Byerlee, 1968) de la plupart des minéraux constituant la croûte. A des températures plus élevées, la déformation devient plastique et la roche entre dans son régime ductile, ce qui signifie que sa déformation est distribuée dans l'espace. La contrainte ne peut plus s'accumuler, et donc aucun tremblement de terre ne peut y être généré.

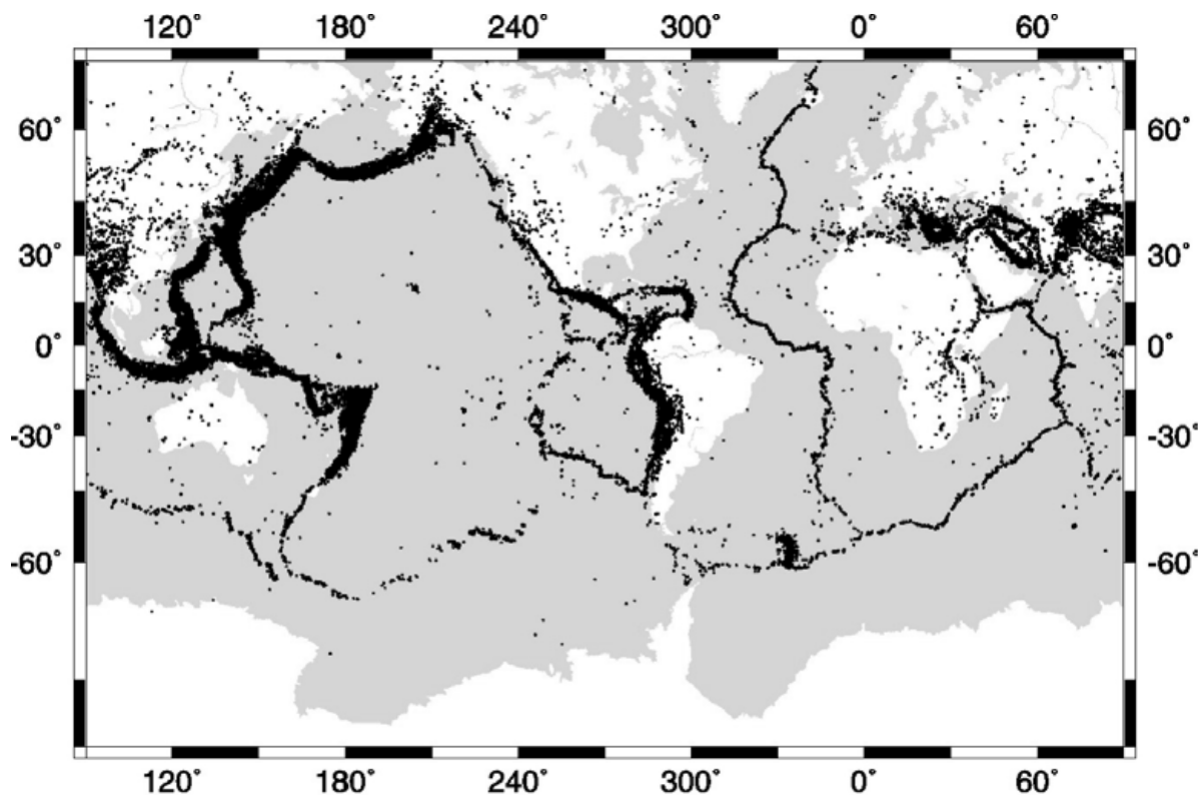


FIGURE 1.1 – Distribution de la sismicité mondiale de janvier 1964 à décembre 1995. La magnitude des séismes représentés est comprise entre Mw 3.1 et 7.3. La majeure partie de la sismicité se localise le long des limites de plaques. Figure issue de *Kanamori & Brodsky (2004)*.

L'évolution de la contrainte et de la déformation est variable au sein de la zone sismogénique. Certaines de ces régions, effectivement bloquées, peuvent se charger élastiquement alors que d'autres se déforment constamment de manière asismique. Les paramètres qui régissent le comportement des zones sismogéniques font aujourd'hui l'objet de nombreuses études. L'aptitude d'une roche à fluer, à casser ou à glisser sur une surface de faille reste mal comprise car les relations entre les observations sismologiques, les propriétés frictionnelles des roches et le phénomène de rupture sont complexes.

Lorsque de part et d'autre de la faille le déplacement des roches est identique, on parle de couplage. Les aspérités susceptibles d'emmagasiner de l'énergie élastique jusqu'à rupture sismique (*section 1.2.4*) sont des zones où les deux demi-espaces sont couplés, les zones non-couplées étant associées à un déplacement continu sur la faille et généralement le lieu de glissements asismiques (*Metois et al., 2012; Klein et al., 2016*).

Récemment, la nucléation de séismes a été mise en évidence dans des gouges contenant des carbonates, dont le coefficient de friction diminue de deux tiers à 140 °C et 120 MPa ( $\approx 4,5$  km) par rapport aux conditions de surface (*Kurzawski et al., 2016*). L'impact de la tempé-

## 1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète

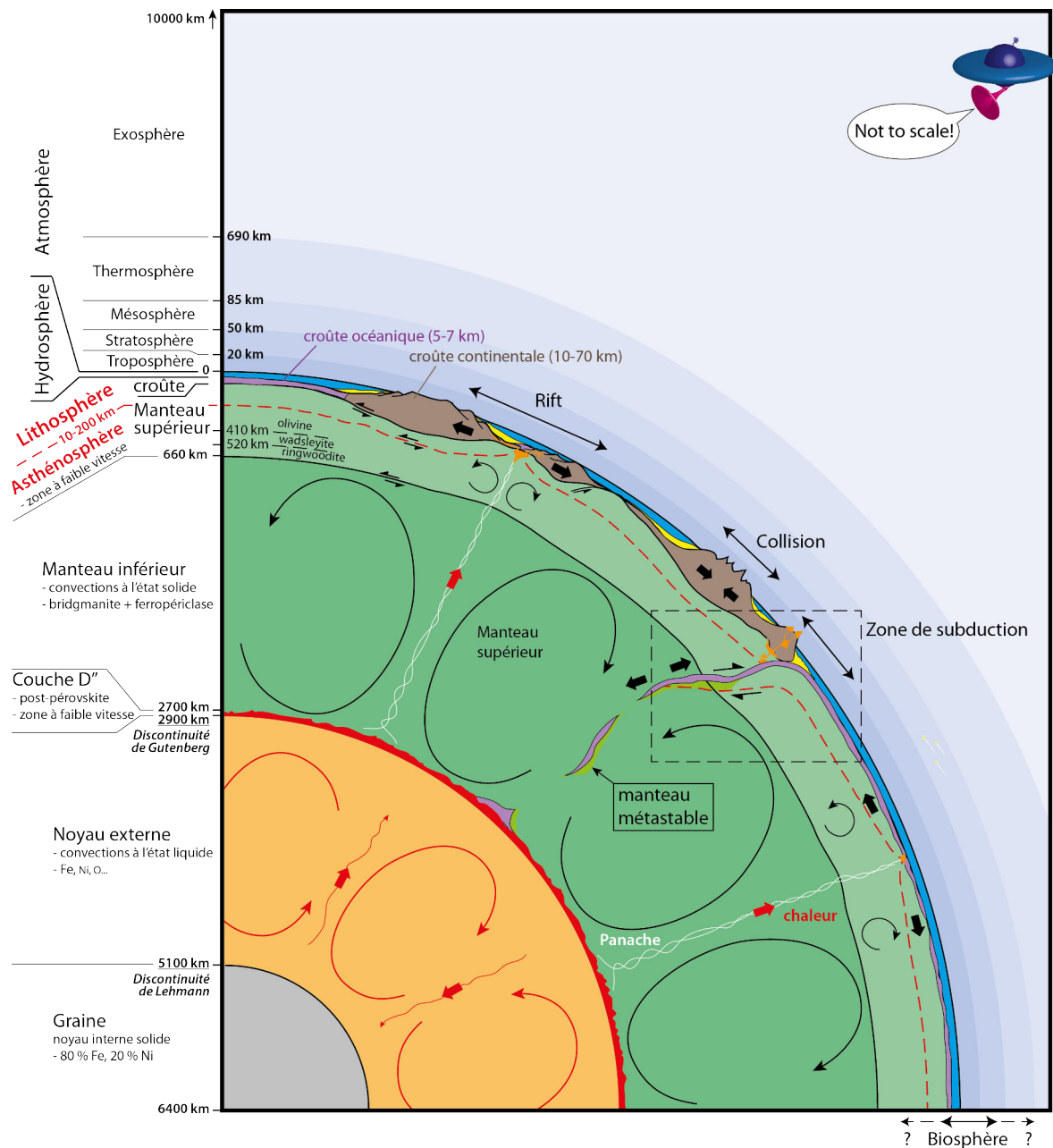


FIGURE 1.2 – Schéma synthétique de la structure de la Terre, comprenant Terre solide, hydrosphère et Atmosphère et détaillant les processus de grande échelle impliqués dans la dynamique interne de la Terre solide et de son noyau externe liquide. La surface de contact entre la lithosphère et l'asthénosphère (trait tireté rouge) est une limite thermique correspondant à l'isotherme 1300 °C. Cette limite est un point clé de la compréhension de la tectonique des plaques et de la répartition de la sismicité à l'échelle globale.

rature sur la rhéologie des carbonates, bien plus important que sur la rhéologie des argiles, apparaît comme un facteur fondamental pouvant localiser la déformation et engendrer des tremblements de terre au sein de la zone sismogénique.

### 1.1.3 Les séismes intermédiaires et profonds

Depuis près de cent ans, on sait localiser avec une certaine précision la profondeur des séismes (Gutenberg & Richter, 1936, 1938; Richter, 1979; Griggs & Baker, 1969; Frohlich, 1989; Green & Houston, 1995; Frohlich, 2006). C'est Wadati (1928) qui, le premier, a mis en évidence que certains séismes se produisaient bien en-dessous de la croûte terrestre. Il proposa alors la nomenclature suivante : les séismes situés à plus de 300 km de profondeur sont dits « profonds » et ceux situés entre 70 et 300 km de profondeur sont dits « intermédiaires ». Certains séismes ont été enregistrés à près de 700 km de profondeur. La relation géométrique entre la distribution des tremblements de terre intermédiaires et profonds a depuis été discutée et précisée (e.g. Frohlich, 1989; Green, 2007) [Figure 1.3].

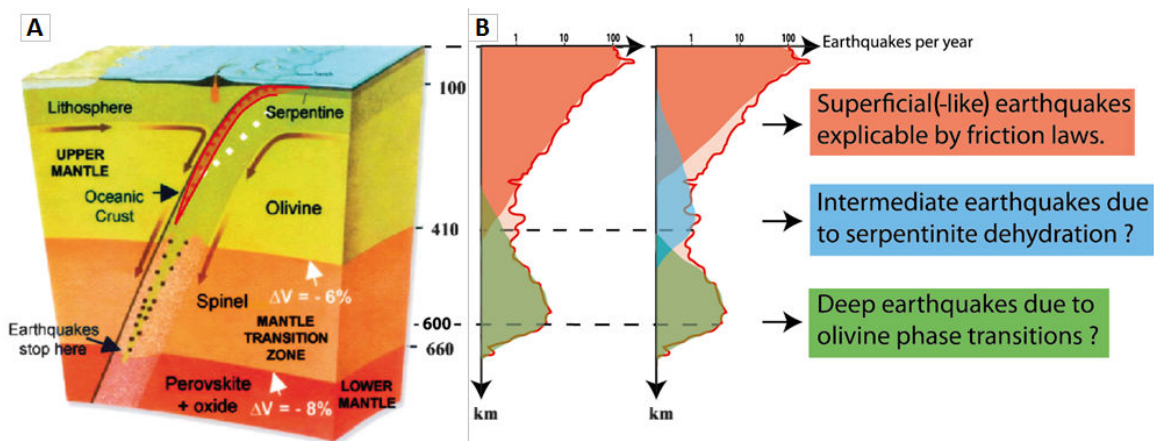


FIGURE 1.3 – (A) Diagramme illustrant les transitions de phases minérales en profondeur en contexte de subduction. Figure adaptée de Green (2007). (B) Répartition de la sismicité mondiale annuelle en fonction de la profondeur. On divise ici cette répartition en trois distributions : la première correspond aux séismes « superficiels » dont ceux affectant les slabs suffisamment froids, limitée en profondeur par la validité des lois de friction ; la deuxième concerne les séismes « intermédiaires », dont le mécanisme est supposé lié à la déstabilisation de phases minérales en profondeur, parmi lesquelles la déshydratation de la serpentine ; la dernière est aujourd'hui considérée exclusivement liée aux transitions de phases de l'olivine. Figure adaptée de Frohlich & Willemann (1987).

Les séismes superficiels *sēnsū stricto* se produisent à moins de  $\sim 30 - 40$  km de profondeur. Ils sont explicables par les lois de friction et de coalescence des fissures définies à l'aide des expériences en laboratoire (e.g. Byerlee, 1968; Marone, 1998b; Paterson & Wong, 2005). Les conditions environnementales, principalement la pression et la température, autorisent le dépassement du seuil de rupture en régime fragile ou semi-fragile (section 1.2.3).

## 1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète

---

En dehors des zones de subduction (*section 1.1.4*), la profondeur est un critère pertinent : les foyers sismiques se localisent toujours dans la zone dite « sismogénique » (*section 1.1.2*), pouvant atteindre au maximum  $\sim 70$  km de profondeur, en particulier sous les grands boucliers continentaux froids, i.e les cartons précambriens stables. Toutefois, au niveau des zones de subduction, des séismes « superficiels » peuvent avoir lieu à des profondeurs plus importantes, dans la mesure où la plaque qui plonge met un certain temps à se réchauffer et subit des contraintes relativement importantes.

En revanche, les séismes intermédiaires et profonds, qui constituent plus de 20 % des séismes de magnitude  $M_w > 5$  (*Frohlich, 1989*), ne sont quant à eux pas explicables par la compréhension du seul seuil de rupture défini à une certaine échelle dans un matériau de résistance donnée. En d'autres termes, les lois de friction (*section 1.4.2*) ne suffisent pas à saisir leurs mécanismes dans leur globalité.

Les séismes intermédiaires se produisent entre 70 et 300 km *sensu stricto*, entre 35 et 400 km au sens large (i.e. entre le Moho standard et la zone de transition du manteau supérieur). Ils se localisent principalement au niveau des zones de subduction (e.g. (*Yamaoka et al., 1986; Burbach & Frohlich, 1986; Abers & Sarker, 1996; Peacock, 2001; Abers et al., 2006, 2009, 2013*), mais également à l'aplomb de grandes zones décrochantes (*Deplus et al., 1998; Henry, 2000; Abercrombie & Ekström, 2001; Antolik et al., 2006; Delescluse & Chamot-Rooke, 2007*).

Les séismes intermédiaires et profonds se sont révélés très utiles pour l'imagerie par les sismologues de la structure interne de la Terre [Figure 1.2], car ils sont généralement plus brefs (i.e. la source sismique peut être assimilée à un pulse), leurs ondes de volume ne traversent le manteau supérieur qu'une seule fois de l'hypocentre au sismographe, et il n'y a pas de contamination du signal par les ondes de surface (*Frohlich, 1989*). L'intérêt pour ces séismes est multiple et commence par la volonté de comprendre leur mécanisme, qui différerait fondamentalement de celui des séismes superficiels, et qui constitue un des plus grands problèmes non-résolus en géophysique et en mécanique des roches.

Dans les années 1960, les transitions de phase de l'olivine ( $Mg_2SiO_4$ ) ont été proposées comme déclencheur des séismes profonds ( $> 400$  km de profondeur ; *Kirby, 1987; Griggs & Baker, 1969*). Ces réorganisations minérales sont associées à l'apparition de failles (*Green & Burnley, 1989; Green et al., 1990; Burnley et al., 1991*) générant des émissions acoustiques (*Green et al., 1992*). Très récemment, ce mécanisme a été reproduit et confirmé par l'expérience à haute pression sur l'olivine de germanium  $Mg_2GeO_4$  (*Schubnel et al., 2013*).

Concernant les séismes intermédiaires, constituant moins de 10 % de la sismicité mondiale ( $M_w > 5$ ), une foule de mécanismes ont été envisagés. Ces mécanismes s'intéressent tous à la déstabilisation d'un volume minéral au passage d'un certain seuil de pression et/ou de température (*section 1.1.4*).

#### 1.1.4 La structure des zones de subduction : deux plans de Wadati-Benioff

La subduction est le plus souvent le lieu du plongement d'une plaque lithosphérique océanique, dans plus de 80 % des cas, pour une longueur cumulée de  $\approx 55\,000$  km, i.e. 1,37 fois la circonférence de la Terre. Ce manuscrit ne porte pas sur la subduction continentale. Chaque occurrence du mot « subduction » se réfère donc ici au phénomène de subduction océanique. D'autre part, la question posée ne nécessite pas de comprendre quels sont les moteurs de la subduction.

Les zones de subduction ont une géométrie complexe. Le panneau lithosphérique qui plonge sous la plaque chevauchante subit l'action de contraintes dont la valeur et l'orientation évoluent à mesure que la plaque se tord et plonge jusqu'à pénétrer l'asthénosphère. Des séismes sont générés au niveau de l'interface séparant les deux plaques, définissant ainsi la zone de Wadati-Benioff, ou plan de Wadati-Benioff. A grande échelle l'interface de subduction se comporte comme une immense faille présentant un couplage au niveau d'aspérités dont la rupture est à l'origine de séismes. Pourtant, il s'agirait en réalité d'un volume constitué d'écailles séparées des bandes de cisaillement de dimensions variables (e.g. *Federico et al.*, 2007; *Warren et al.*, 2008). Cet ensemble est nommé « chenal de subduction » (e.g. *Abers*, 2005). C'est au sein de ce chenal que peuvent remonter des écailles profondes au cours des processus d'exhumation pendant toute la durée de la convergence et jusque après la collision (*Guillot et al.*, 2000; *Hermann et al.*, 2000; *Agard et al.*, 2009; *Monie & Agard*, 2009; *Angiboust & Agard*, 2010), amenant à l'exhumation de roches de hautes pression et température (e.g. *Goffe & Chopin*, 1986; *Balleve & Lagabrielle*, 1994; *Agard et al.*, 2000, 2001).

Entre 30 et 400 km de profondeur, les séismes intermédiaires sont très probablement liés à des transitions minérales au passage de seuils de pression et de température (*Kirby*, 1995). La déshydratation des minéraux contenant de l'eau dans leur structure pourrait jouer un rôle (*Raleigh & Paterson*, 1965; *Peacock*, 2001; *Hacker et al.*, 2003a; *Abers et al.*, 2006) mais le lien qu'entretiennent le métamorphisme et la sismicité est encore mal compris. Les mécanismes physiques proposés pour expliquer ce lien sont présentés et discutés en *section 1.5*.

Des études expérimentales récentes montrent qu'il est possible de générer des émissions acoustiques en laboratoire en déstabilisant la lawsonite sous contrainte (*Okazaki & Hirth*, 2016; *Incel et al.*, 2016). Ce minéral orthorhombique riche en eau est relativement abondant dans la croûte océanique métamorphique. Il est stable jusqu'à 350 - 650 °C entre 1 et 3 GPa (*Incel et al.*, 2016) et fait partie d'une longue liste de sources possibles pour la nucléation d'événements sismiques dans la croûte de la plaque plongeante.

Suite à la découverte d'un deuxième plan de sismicité [Figure 1.4], localisé 15 à 40 km sous le premier, les séismes nucléés à proximité de l'interface ont été renommés plan de Wadati-Benioff supérieur ; le second, plan de Wadati-Benioff inférieur (*Hasegawa et al.*, 1978; *Yamaoka et al.*, 1986; *Burbach & Frohlich*, 1986; *Comte et al.*, 1999). Depuis sa découverte dans les années 1970 (*Hasegawa et al.*, 1978), le plan de Wadati-Benioff inférieur a été très étudié, aussi bien par les sismologues que par les expérimentateurs. Cette population de séismes

## 1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète

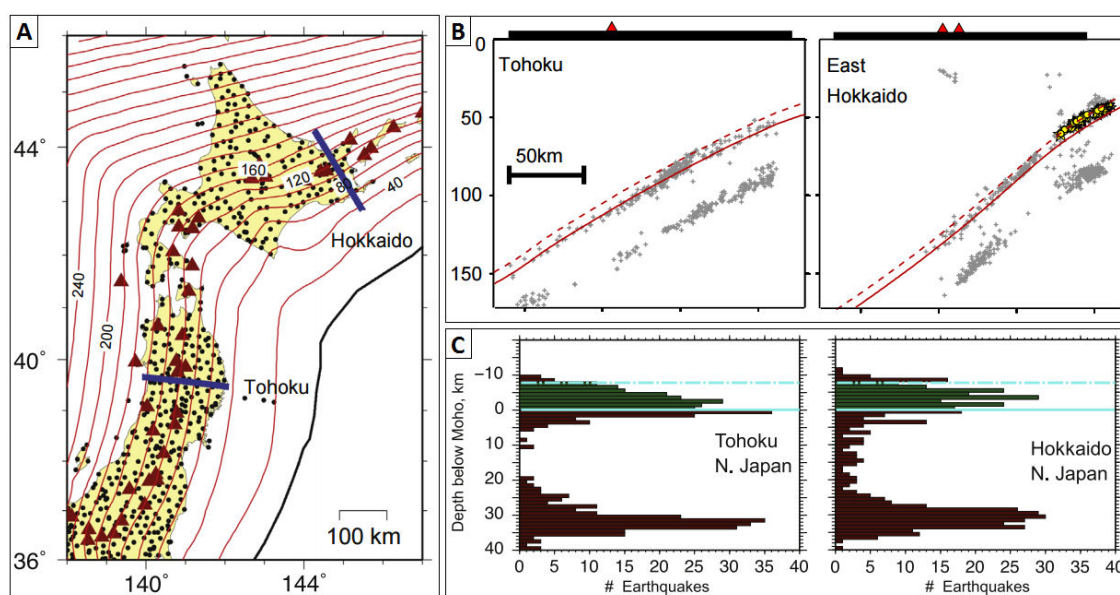


FIGURE 1.4 – La double zone de Wadati-Benioff sous le NE du Japon. A) Carte de la moitié nord du Japon, profils issus de *Kita et al.* (2006) et *Kita et al.* (2010a) et profondeur de l'interface de subduction (isoplètes rouges) d'après *Zhao et al.* (1997) et *Kita et al.* (2010a). B) Sections localisées en (A) et sismicité associée (régions de Tōhoku et de Hokkaido). Séismes (points gris) à moins de 10 km des profils. Les lignes rouges tiretées et pleines indiquent respectivement les positions estimées de l'interface de subduction (*Zhao et al.*, 1997; *Kita et al.*, 2010a) et du Moho à 7 km sous le toit de la Plaque Pacifique. Les étoiles et cercles montrent quant à eux les épicentres de petits séismes en série (*Uchida et al.*, 2009) et de chevauchements à faible pendage (*Kita et al.*, 2010b). C) Répartition de ces séismes en fonction de la profondeur par rapport au Moho de la plaque plongeante. Interface et Moho en bleu. Inversions de données long terme. Sélection de figures issues de *Abers et al.* (2013).

répartie sur une zone de quelques kilomètres d'épaisseur au beau milieu du panneau océanique plongeant nucléée dans la péridotite. Cette double structure de Wadati-Benioff est le plus souvent observée entre 30 et 300 km de profondeur. En dépit du grand nombre d'études menées sur le sujet, le mécanisme de nucléation de ces séismes mantelliques fait toujours l'objet d'un débat.

*Hasegawa et al.* (1978) ont d'abord noté l'existence de cette structure sous le nord-est du Japon [Figure 1.4]. Depuis quinze ans, des scientifiques se demandent si la sismicité du plan de Wadati-Benioff inférieur, observée en divers points du Globe (*Christensen & Ruff*, 1988) et que l'on parvient à présent à imager dans toutes les zones de subduction (*Brudzinski et al.*, 2007) [Figure 1.5], est liée ou non à la déstabilisation de l'antigorite. Hors cas particuliers (*Smith et al.*, 1993; *McCroory et al.*, 2012) ces deux plans sont séparés de 15 à 40 km. Les facteurs influençant cette distance sont notamment l'âge du panneau plongeant et la vitesse à laquelle il est subduit. La tomographie sismique montre une forte corrélation entre la sismicité et la limite de stabilité de phases hydroxylées sous le Nord de l'île d'Honshu, au



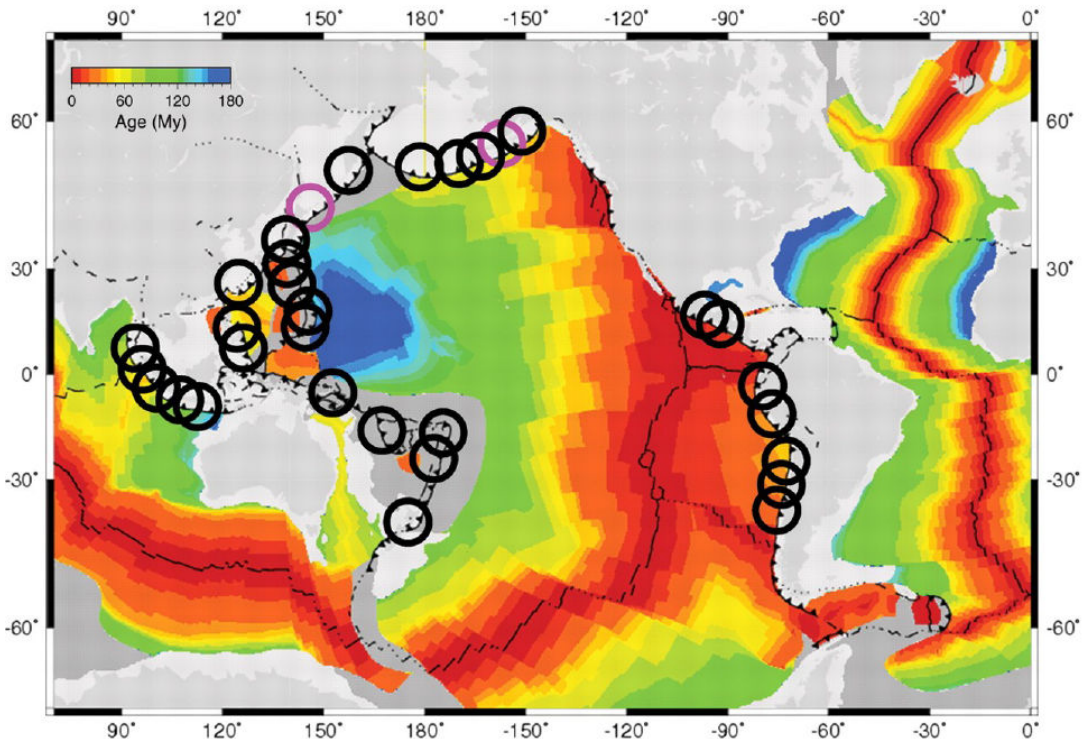


FIGURE 1.5 – Segments de zones de subduction présentant une distribution bimodale de séismes selon la normale au toit du slab. L'âge du plancher océanique est indiqué par l'échelle colorée (Müller *et al.*, 1997). Les cercles mauves indiquent une confiance inférieure à 95 %. Figure issue de Brudzinski *et al.* (2007).

Japon (Zhang *et al.*, 2004). Peacock (2001) a proposé une corrélation entre le plan de Wadati-Benioff inférieur et l'isotherme de déstabilisation de l'antigorite, entre 600 et 650 °C et entre 1 et 4 GPa [Figure 1.6]. L'antigorite est la variété de serpentine de haute température et peut être trouvée en surface dans des zones de subduction fossiles, comme en Corse alpine (Andersen *et al.*, 2014) ou dans la région d'Erro-Tobbio (Scambelluri *et al.*, 2004, 1995) par exemple.

De nombreuses expériences ont été faites pour tester l'hypothèse d'une fragilisation de l'antigorite lors de sa déshydratation (Dobson *et al.*, 2002; Jung *et al.*, 2004; Gasc *et al.*, 2011; Chernak & Hirth, 2010, 2011; Proctor & Hirth, 2015; Okazaki & Hirth, 2016). Néanmoins, la présence d'antigorite à une telle profondeur est encore controversée (Reynard *et al.*, 2010), même si de récentes campagnes d'imagerie sismique révèlent l'hydratation du manteau le long de failles profondes dans le plancher océanique (e.g. Ranero *et al.*, 2003; Shillington *et al.*, 2015) [Figure 1.7].

La réduction des vitesses sismiques peut en effet révéler la présence de minéraux hydratés. L'imagerie sismique ne montre généralement d'hydratation significative que quelques kilomètres sous le Moho. Au large de l'Alaska, il a été démontré que manteau est forte-

## 1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète

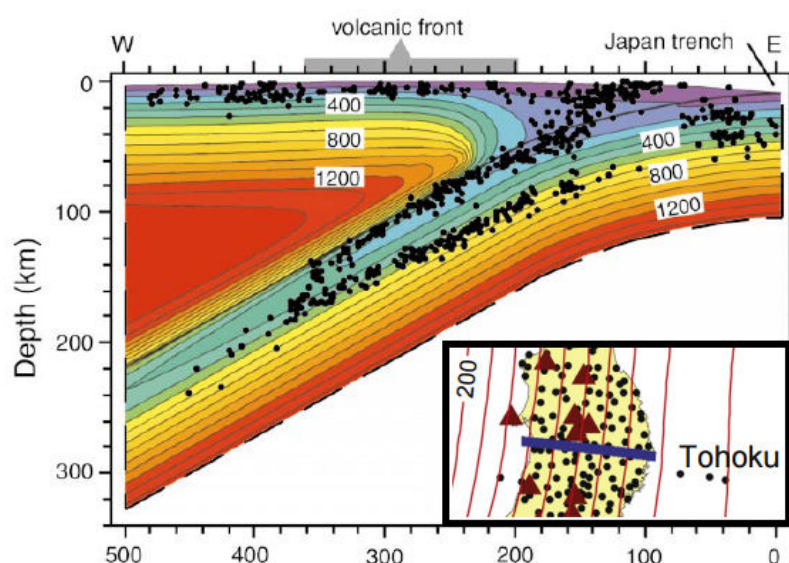


FIGURE 1.6 – Modèle thermique et double zone de Wadati-Benioff sous Tōhoku. Section d'azimut N398° dans la région de Tōhoku, localisée en Figure 1.4, montrant les hypocentres des séismes (Hasegawa & Yamamoto, 1994) ainsi que la structure thermique calculée. Écart entre les isothermes :  $\Delta T = 100$  °C. Figure adaptée de Peacock (2001). La carte est issue de la Figure 1.4.

ment serpentinisé jusqu'à 3 ou 4 kilomètres sous le Moho (Shillington *et al.*, 2015). Plus en profondeur, on n'a pas remarqué de réduction significative des vitesses des ondes, ce qui démontre que, si hydratation il y a, elle est très faible (Reynard *et al.*, 2010). Cependant, des études récentes d'imagerie sismique ont montré l'existence de failles profondes dues à la flexure de la plaque plongeante et la serpentinsation du manteau le long de ces failles sous la côte ouest de l'Amérique Centrale (Ranero *et al.*, 2003) et au large de l'Alaska (Shillington *et al.*, 2015). Ces observations documentent une serpentinsation partielle du manteau lithosphérique jusqu'à 8 et 15 km sous le Moho respectivement, le long de failles profondes. Ces failles pourraient se propager jusqu'à 35 km sous le Moho d'après une estimation de la profondeur de la transition fragile-ductile de la lithosphère (Ranero *et al.*, 2003).

Ces observations suggèrent fortement que l'antigorite peut être présente jusqu'à des profondeurs correspondant à la distance entre les deux plans de Wadati-Benioff (Brudzinski *et al.*, 2007; Peacock, 2001; Hacker *et al.*, 2003a). D'autre part, au large de l'Alaska, une corrélation a été démontrée entre cette hydratation du manteau avant subduction et la nucléation de séismes intermédiaires (Shillington *et al.*, 2015).

Un schéma synthétique résume les principales caractéristiques lithosphériques en contextes de décrochement et de subduction [Figure 1.8]. L'eau y tient un rôle central en contexte de subduction. Via son séjour au sein de la structure cristalline de certains minéraux typiques de la croûte ou du manteau, elle parvient à traverser l'interface de subduction et à provoquer la fusion partielle de la péridotite de la plaque chevauchante, ce qui entraîne le

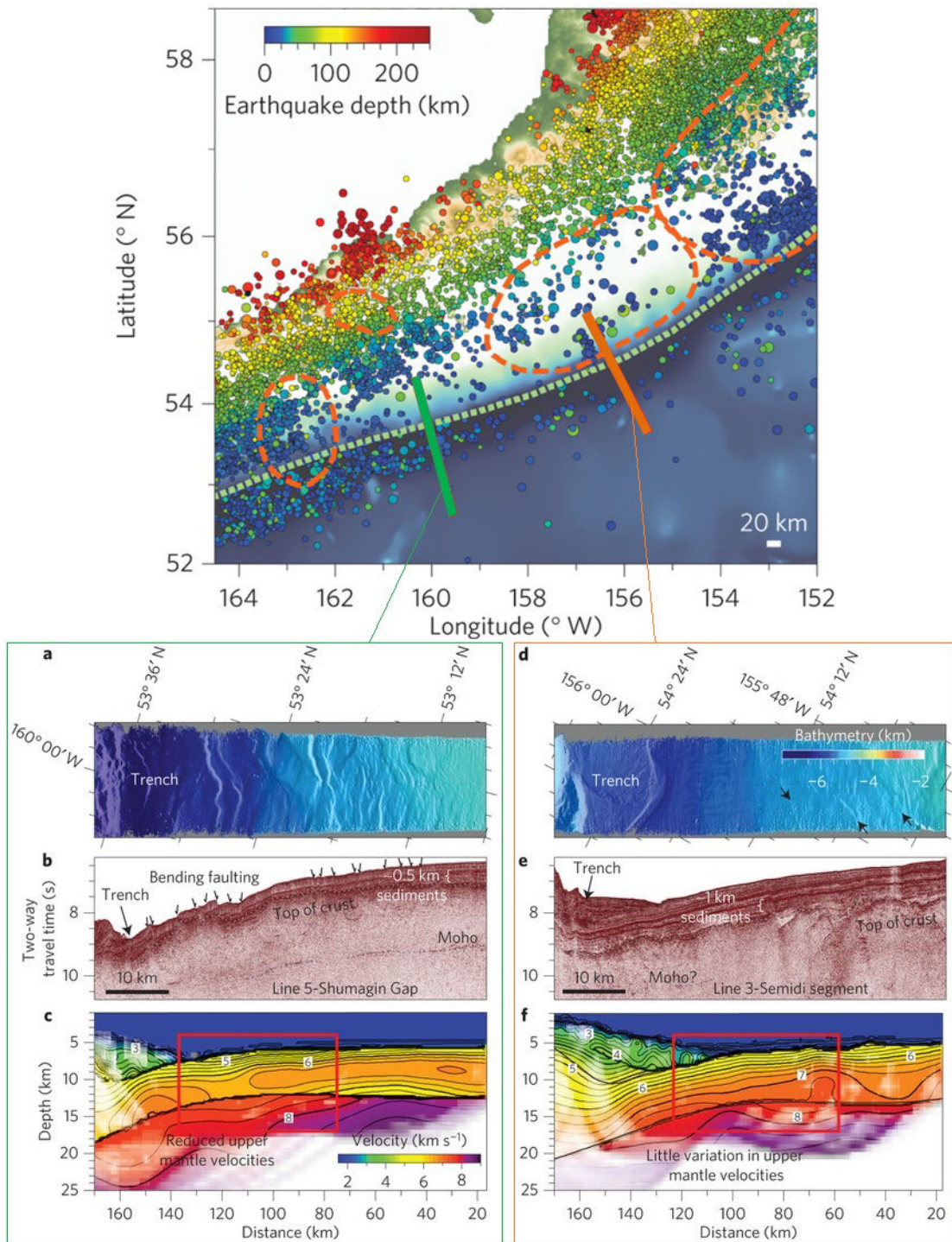


FIGURE 1.7 – Preuve de la serpentinitisation à 20 km sous le plancher océanique au large de l’Alaska : corrélation entre les failles d’extrados associées à la flexure de la plaque plongeante et l’augmentation de la profondeur maximale d’hydratation du manteau entre Fossé de Shumagin et le segment de Semidi. a,d) Bathymétrie multi-faisceau du plancher océanique ; b,e) profils de sismique réflexion multi-canaux seismic ; c,f) vitesses des ondes P. Les rectangles rouges dans c et f indiquent la position des profils sismiques b et e. Figure issue de *Shillington et al. (2015)*.

## 1.1 Répartition de la sismicité à l'échelle de la Planète

magmatisme calco-alkalin typique des archipels et cordillères.

La présence d'eau au niveau du plan de Wadati-Benioff inférieur est envisageable (Shillington *et al.*, 2015). En revanche, en contexte de décrochement, la présence d'eau dans le manteau n'est généralement pas considérée. On suppose que le manteau n'est pas hydraté en profondeur. Si l'on s'intéresse aux mécanismes régissant les séismes mantelliques en général, il est nécessaire de comprendre si l'eau est présente ou non, et quel est son rôle dans ces processus.

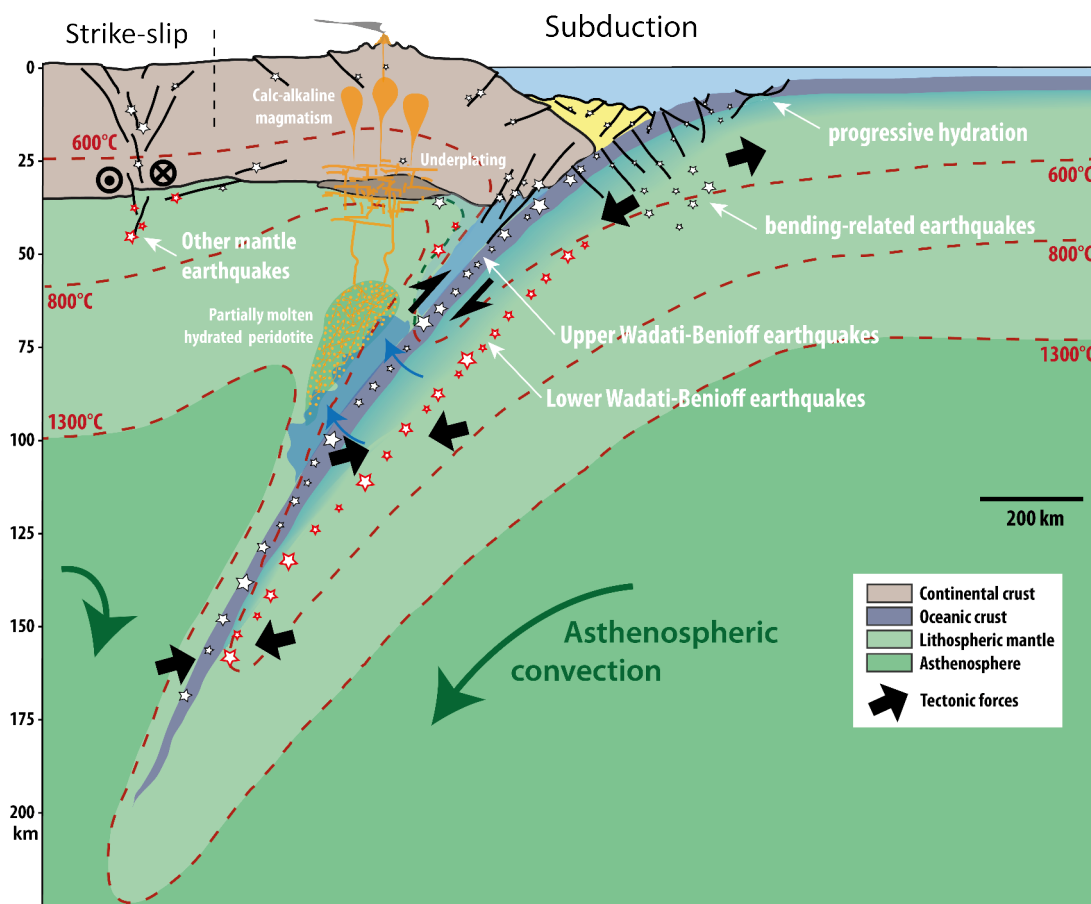


FIGURE 1.8 – Schéma représentant la sismicité occasionnée en contexte de subduction et de décrochement. Le trait tireté vertical rappelle que ces deux processus ne sont pas nécessairement voisins. Les ronds et les flèches noirs indiquent les forces tectoniques subies par la lithosphère. Les flèches vertes indiquent les mouvements convectifs de l'asthénosphère. Les séismes mantelliques sont indiqués par les étoiles rouges ; les autres étoiles correspondent aux séismes affectant les roches d'origines crustales. La couleur bleue indique la présence d'eau sous le plancher océanique et dans le coin mantellique, ainsi que le passage d'eau de la plaque plongeante vers la plaque chevauchante. Ce schéma est mis à jour au **Chapitre 6**.

Avant d'énoncer la diversité des mécanismes proposés pour expliquer les séismes intermédiaires et en particulier les séismes du plan de Wadati-Benioff inférieur, il faut d'abord poser les bases de mécanique et de sismologie nécessaires à la compréhension de ce qu'est

un séisme, des paramètres que l'on doit définir pour le comprendre, et de nos limites actuelles de compréhension de ces événements.

### 1.2 Déformations lithosphériques, failles et ruptures sismiques

*Ta Panta Rei* (« Tout s'écoule »)

Héraclite d'Éphèse, vers 500 av. J.-C.

#### 1.2.1 Rhéologie : fragilité, ductilité et transition fragile-ductile

La Rhéologie (du grec  $\rho\acute{\epsilon}\omega$ , rhéo, signifiant « couler »), est l'étude du comportement des roches en réponse à une sollicitation mécanique. Pour tout matériau soumis à certain état de pression, de température et de contrainte, il existe une échelle où l'on peut considérer que ce matériau « s'écoule ». Tout matériau solide peut se déformer en régime fragile et en régime ductile en fonction des conditions de sa déformation. La résistance des roches à un certain état de contraintes, ou rhéologie, dépend principalement de la pression et de la température.

Une roche se déforme en régime ductile lorsqu'elle est affectée par des processus de déformation plastique à l'échelle de ses cristaux, comme le fluage dislocation par exemple. La propagation de fissures est alors impossible, tout comme la génération de failles par coalescence de ces fissures. Dans la nature, la déformation est alors répartie dans de larges zones de déformation ductile, ou zones de cisaillement. En profondeur, sous haute pression et haute température, la résistance des minéraux diminue considérablement et les roches qu'ils composent se déforment alors par fluage (*Brace & Kohlstedt, 1980*). Enfin, quel que soit le régime de déformation, la résistance en tension est toujours deux fois moindre que la résistance en compression (*Brace & Kohlstedt, 1980*) [Figure1.9].

Pour le quartz, minéral majoritaire de la croûte continentale supérieure, la résistance à la déformation plastique devient inférieure à la résistance à la déformation élastique entre 10 et 15 km de profondeur. Cette profondeur critique est relativement bien corrélée avec la limite inférieure de la zone sismogénique (*Oleskevich et al., 1999*). Pour l'olivine, minéral majoritaire du manteau supérieur, cette transition fragile-ductile se situe entre 25 et 40 km de profondeur, aux alentours de la profondeur standard du Moho ( $\sim 30$  km) [Figure1.9]. Cela signifie qu'il peut exister une transition fragile-ductile dans le manteau supérieur si le Moho est suffisamment peu profond et si la lithosphère est suffisamment froide (*Jackson, 2002*).

Enfin, il faut noter que même en régime ductile, défini régionalement, des augmentations locales de la vitesse de déformation peuvent mener à des événements cassants. En effet, pour passer du régime ductile au régime fragile, i.e. localiser la déformation dans le temps et dans l'espace, on peut diminuer la température ou augmenter la vitesse de déformation, et diminuer la pression ou augmenter la pression de fluides (*Griggs et al., 1960*) [Figure1.9]. À cela s'ajoutent l'effet chimique de l'eau, aussi bien en régime fragile (e.g. *Brantut et al., 2014b,a*) qu'en régime ductile (*Mei & Kohlstedt, 2000a,b*).

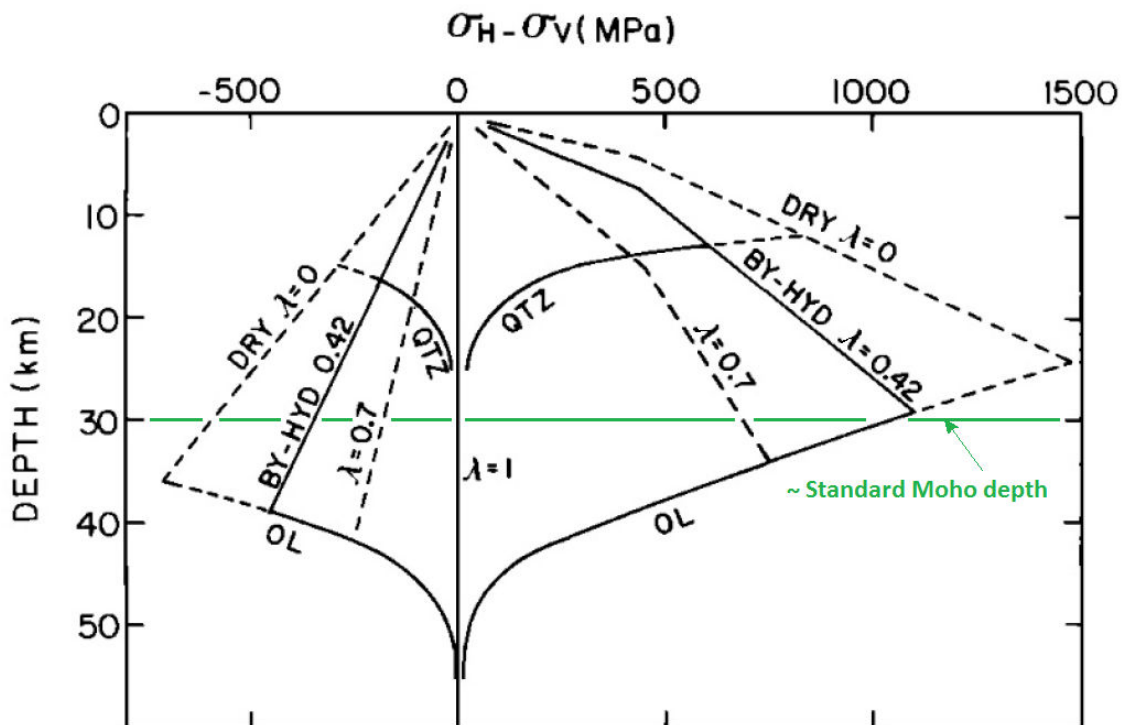


FIGURE 1.9 – Évolution de la résistance du quartz et de l’olivine en profondeur et influence de la température et de la pression de fluides. La valeur de  $\lambda$  indique la pression de pore normalisée par  $\sigma_3$  (pression hydrostatique pour  $\lambda = 1/3$ ). Les lignes continues correspondent à la résistance des minéraux en fonction de la profondeur. QTZ = quartz ; OL = olivine. Figure tirée de *Brace & Kohlstedt (1980)*.

### 1.2.2 Résistance des roches au cisaillement

La déformation stable et continue affectant la croûte inférieure est impossible en surface. Dans les premiers kilomètres, les roches crustales accumulent ainsi davantage de contraintes. Plus la couche superficielle fragile est fine par rapport à la couche ductile fluant en-dessous, plus les contraintes s’y accumulent facilement.

En régime fragile, les roches se déforment en suivant une loi d’élasticité linéaire (*Scholz, 2002; Jaeger et al., 2009*) jusqu’à ce que la contrainte accumulée soit suffisante pour entraîner la rupture. Cette rupture macroscopique est le résultat de la coalescence d’une population de fissures nucléées par des processus fragiles à petite échelle. Dans un premier temps, la contrainte doit atteindre la résistance maximale de la roche. Cette valeur critique augmente avec la pression, permettant à la déformation élastique de s’accumuler davantage en profondeur et d’augmenter ainsi l’énergie relâchée par les tremblements de terre.

La loi de Mohr-Coulomb décrit l’évolution de la résistance mécanique avec la pression, et la loi d’Amontons précise que le pic de résistance d’une surface est proportionnel à la contrainte normale appliquée sur cette surface. On parle alors d’interface frictionnelle. Le coefficient de friction statique  $f_s$  correspond au rapport entre la contrainte tangentielle  $\tau$  et

## 1.2 Déformations lithosphériques, failles et ruptures sismiques

la contrainte normale  $\sigma_n$  tel que :

$$f_s = \frac{\Delta\tau}{\Delta\sigma_n} . \quad (1.1)$$

La théorie définit le critère de Coulomb tel que :

$$\tau = C_0 + f_s \sigma_n , \quad (1.2)$$

où  $C_0$  est la cohésion du matériau ( $\sim 50$  MPa pour  $0,2 < \sigma_n < 2$  GPa).

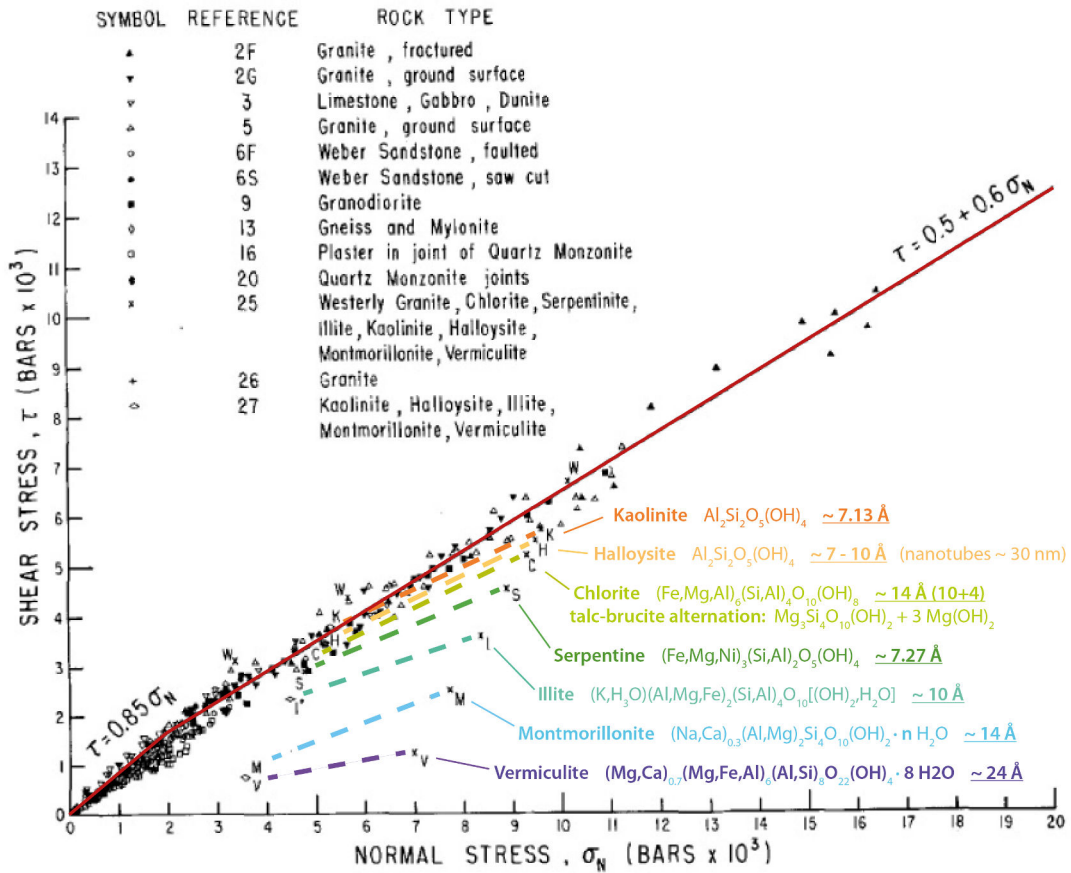


FIGURE 1.10 – Contrainte cisailante en fonction de la contrainte normale pour différents types de roches et agrégats monophasés. La pente de cette courbe est le coefficient de friction statique, égal à 0,85 jusqu'à 2 kbars (0,2 GPa) puis à 0,6 jusqu'à 20 kbars (2 GPa) de contrainte normale (et au-delà). Figure modifiée après *Byerlee* (1978). En mettant l'accent sur les phyllosilicates (couleurs), l'on s'aperçoit qu'ils ont leurs propres lois de friction, indiquées ici par des traits tiretés en fonction de l'épaisseur des feuillets (de l'orange au violet).

*Byerlee* (1978) a démontré que la friction statique est très voisine pour une grande variété de roches indépendamment de leur minéralogie ou de la contrainte normale [Figure 1.10]. Il s'agit d'un résultat fondateur en mécanique des roches et des séismes. La découverte de



cette caractéristique intrinsèque des interfaces frictionnelles (Bowden & Tabor, 1950) met en lumière que la contrainte tangentielle nécessaire au glissement sur l'interface est proportionnelle à l'aire de contact réel, qui elle-même est une fonction linéaire de la contrainte normale appliquée (Persson *et al.*, 2004).

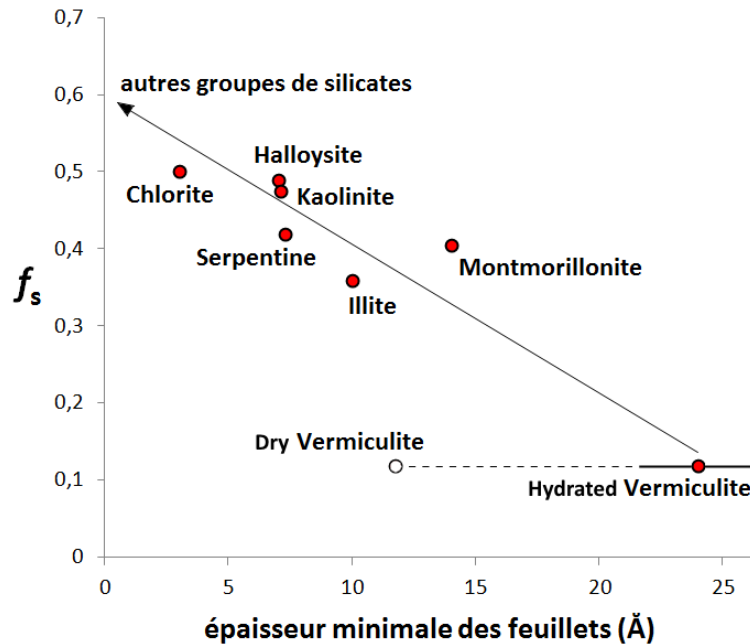


FIGURE 1.11 – Friction statique des phyllosilicates en fonction de l'épaisseur minimale des feuillets. Figure déduite des observations de Byerlee (1978).

Cette loi de friction statique est identique pour la majorité des roches. Pourtant, les agrégats de phyllosilicates (argiles, serpentines et minéraux de la famille du talc) dérogent à la règle : celles qui contiennent des phyllosilicates (du grec  $\phi\acute{\upsilon}\lambda\lambda\omicron\nu$ , phyllon, signifiant « feuille »). Ces minéraux en feuillets de la famille des argiles, dont font partie l'illite et les smectites, considérés comme lubrifiants inhibant la sismicité superficielle sous 100 °C (section 1.1.2), ont en effet leurs propres lois de friction, paramétrées principalement par la taille de leurs feuillets [Figure 1.10]. En première approximation, on peut considérer que le coefficient de friction statique est une fonction linéaire de l'épaisseur minimale des feuillets  $e$  [Figure 1.11]. Pour  $\sigma_n > 2$  kbars et  $e$  en Ångströms, on peut alors écrire :

$$f_s = 0,6 - \alpha e , \quad (1.3)$$

où  $\alpha \approx 0,02 \text{ m}^{-1}$ . Par définition,  $e = 0$  pour les autres familles de silicates. La manière dont les cristaux d'argiles s'orientent au cours de la formation des failles dans les argilites a récemment été décrite et permet de comprendre davantage leurs spécificités mécaniques (Bonnelye, 2016; Bonnelye *et al.*, 2016a,b). Dans la même famille, on trouve les serpentines (en vert sur la Loi de Byerlee [Figure 1.10], objet de cette thèse, ce qui n'a rien d'un hasard.

peut-être que si.

La rupture des roches principalement constituées de phyllosilicates est dite « non-dilatante ». Autrement dit, cette rupture n'est pas associée à l'apparition d'une porosité, les phyllosilicates étant eux-mêmes déjà poreux à l'échelle inter-foliaire et pouvant réorienter leurs cristaux durant le processus de fracturation. La rupture non-dilatante a été observée expérimentalement pour tous les phyllosilicates, des argilites de Tournemire (Bonnelye, 2016; Bonnelye et al., 2016b,a) jusqu'aux serpentines (Escartin et al., 1997b).

### 1.2.3 Elasticité linéaire en régime fragile et transition fragile-ductile

Tout champ de contraintes peut être entièrement décrit par ses composantes principales, i.e. les vecteurs propres du tenseur des contraintes. Ces vecteurs représentent les contraintes appliquées dans trois directions orthogonales. L'état de contrainte dans la lithosphère est généralement défini par les contraintes principales en compression  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\sigma_3$ , avec  $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ . La déformation élastique s'initie toujours comme une fonction linéaire de la contrainte appliquée. Ce domaine élastique autorise l'établissement d'une relation simple entre la contrainte axiale  $\sigma_{ax}$  ( $// \sigma_1$ ) et la déformation qu'elle engendre), la loi de Hooke :

$$\sigma_{ax} = E \epsilon_{ax} , \quad (1.4)$$

où  $E$  est le module d'Young, caractéristique du matériau, dépendant notamment de la pression et de la température.

Cette relation peut être généralisée à l'étude de toute déformation dans un domaine pseudo-élastique, i.e. domaine où une partie de la déformation est élastique. Chaque petit élément de matière subit de petites déformations dans les trois dimensions de l'espace (directions principales) en fonction des contraintes appliquées dans ces trois directions. A petite échelle, pour toute sollicitation, sa loi de déformation est linéaire et réversible. On peut donc généraliser la loi de Hooke sous une forme matricielle. La contrainte et la déformation sont définies par deux tenseurs d'ordre 3, appelés respectivement tenseur des contraintes  $[\sigma_{ij}]$  et le tenseur des déformations  $[\epsilon_{ij}]$  :

$$\sigma_{ij} = \sum_k \sum_l C_{ijkl} \epsilon_{kl} , \quad (1.5)$$

où  $[C_{ijkl}]$  est le tenseur des rigidités, ou tenseur élastique. Il s'agit d'un tenseur d'ordre 4 contenant 81 coefficients élastiques, tous exprimables par symétrie en fonction de 21 modules indépendants.

En régime fragile et en l'absence de plan de faiblesse préexistant, e.g. faille non-scellée, la rupture s'effectue par coalescence des fissures générées perpendiculairement à  $\sigma_3$  (1.4.1). La contrainte maximale en compression est appelée seuil de rupture. Suivant le contexte, cette rupture est dite « sismique » ou « asismique » (1.2.4). Qu'une faille préexiste ou non,

la roche se rompt sur une surface  $S$  lorsque la contrainte tangentielle  $\tau$  dépasse la « friction interne » de la roche, i.e. sa résistance au cisaillement. La contrainte tangentielle  $\tau$  et la contrainte normale  $\sigma_n$  peuvent s'écrire en fonction de l'angle  $\theta$  entre  $\sigma_1$  et le plan de faille comme suit :

$$\tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\theta , \quad (1.6)$$

et

$$\sigma_n = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\theta , \quad (1.7)$$

avec, pour une faille à la rupture,

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{1}{f_s} \right) . \quad (1.8)$$

Si  $f_s = 0,6$ , i.e.  $\sigma_1 = 2 \sigma_3$  (Byerlee, 1978), l'angle  $\theta$  est de  $30^\circ$ . Autrement dit, le pendage des failles inverses et normales orientées de façon optimale est censé approcher  $30^\circ$  et  $60^\circ$ , respectivement (Sibson, 1973), conformément aux prédictions de la mécanique Andersonienne (Anderson, 1905).

La transition fragile-ductile (*section 1.2.1*) peut être diffuse. On parle de régime semi-fragile, ou semi-ductile, lorsqu'on observe la mise en place simultanée de mécanismes de fluage et de comportement cassant. On définit généralement ce régime en fonction de l'équilibre des contraintes. La borne supérieure est le *critère de Byerlee* ( $\sigma_1 \approx 2\sigma_3$ ) [Figure 1.10] et la borne inférieure est le *critère de Geotze* ( $\sigma_1 = \sigma_3$ ) (Evans & Goetze, 1979). Dans le manteau supérieur, tout ou partie de la déformation est plastique (régime ductile). Néanmoins, une part non-négligeable de la déformation peut être élastique, notamment dans les zones plus froides où subissant une sollicitation mécanique plus importante.

#### 1.2.4 La rupture sismique

La rupture des roches permet le relâchement de la déformation élastique accumulée lors du glissement des deux demi-espaces l'un par rapport à l'autre. L'énergie élastique libérée au cours de la rupture est alors principalement convertie en énergie de surface par fracturation, en chaleur par échauffement frictionnel, ou bien rayonnée par ondes sismiques (ou acoustiques ou ultrasoniques suivant l'échelle caractéristique de la fissure).

Une rupture se propage dynamiquement de manière stable à une vitesse proche des celles des ondes sismiques, typiquement la vitesses des *ondes de Rayleigh*, soit  $0,9 c_s$ , avec  $c_s$  la vitesse des ondes de cisaillement (Madariaga, 1977, 1983). Parfois, la vitesse de rupture dépasse la vitesse des ondes de cisaillement (Das, 2015), i.e.  $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$  dans la croûte et  $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$  dans le manteau supérieur. On a même récemment enregistré dans la croûte des ruptures atteignant la vitesse des ondes de compression,  $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$  (Robinson et al., 2006). On parle alors de rupture « *supershear* ». Une étude récente d'une réplique du grand séisme d'*Okhotsk* (Zhan et al., 2014) a confirmé les travaux de Kuge (1994), et démontré que des

## 1.2 Déformations lithosphériques, failles et ruptures sismiques

---

ruptures profondes pouvaient se propager, même dans ces conditions extrêmes de pression et de température, en mode *supershear*, i.e., pour une profondeur de 620 km, à plus de 8 km s<sup>-1</sup>. Ces observations, pour les séismes superficiels, ont récemment été reproduites en laboratoire (*Passelègue et al.*, 2013; *Passelegue*, 2014).

La fracturation occasionnée par la rupture peut s'accompagner d'autres mécanismes de déformation tels que l'endommagement co-sismique et la pulvérisation (*Doan & Gary*, 2009), la fusion éclair d'aspérités (*Rice*, 2006; *Goldsby & Tullis*, 2011), des couplages thermo-hydro-chemo-mecaniques telles que la pressurisation thermique (*Sibson*, 1973; *Rice*, 2006) ou thermochimique (*Brantut et al.*, 2010), et de la déformation plastique (*Templeton & Rice*, 2008). Dans certaines conditions de pression et de température, la roche va même jusqu'à fondre suffisamment pour lubrifier la partie du plan de faille sujette au glissement (*Hirose & Shimamoto*, 2005a,b; *Di Toro et al.*, 2006). Les processus d'affaiblissement sont abordés en *section 1.4.5*. La majorité des ondes acoustiques est générée au voisinage du front de rupture. Au laboratoire, la rupture des roches, i.e. propagation dynamique d'une fracture, est associée à l'enregistrement d'émissions acoustiques [Figure 1.12].

Lors d'un séisme, la contrainte n'est relâchée que partiellement et localement. Dès la rupture, un nouveau chargement élastique s'initie. La période de déformation post-sismique correspond donc au début d'un nouveau cycle sismique. Considérant une vitesse de chargement constante sur une faille de surface et de propriétés fixées, une rupture identique devrait avoir lieu à intervalle régulier. Mais aucun de ces paramètres n'est fixe dans la nature. Malheureusement, la complexité des réseaux de failles et de leur évolution (*section 1.4.4*) nous empêche encore de prévoir l'occurrence et l'amplitude des événements à venir. En particulier, l'impact d'un glissement sur un segment de faille sur l'état de contrainte du reste de la faille et des failles alentours varie en fonction de leurs géométries, des lithologies qu'elles traversent et des fluides qui y circulent (*Guéguen & Palciauskas*, 1994).

La présence d'eau joue un rôle important dans le contrôle de la rupture des roches. En sa présence, on définit la pression effective ( $P_{\text{eff}} = P - P_f$ ) et des contraintes effectives ( $\sigma_{1,\text{eff}} = \sigma_1 - P_f$ ), où  $P_f$  est la pression de fluides. Les équations énoncées en *section 1.2.3* s'appliquent alors à ces nouvelles variables. L'impact de la pression de fluides dépend de nombreux paramètres qu'il est nécessaire d'intégrer pour comprendre le comportement des failles en sub-surface.

La loi de Mohr-Coulomb prévoit qu'alors que l'augmentation de  $P$  éloigne des conditions de rupture, l'augmentation de  $P_f$  favorise la rupture, i.e. fracturation hydraulique. A l'échelle d'un réseau de failles (e.g. Faille de San Andreas), l'impact de l'eau nécessite des modèles intégrant divers facteurs, dont l'interaction entre les failles et segments de failles. Une surpression d'eau dans une gouge peut stabiliser la déformation d'un segment de faille en générant des petits séismes à intervalle régulier, ce qui peut augmenter la contrainte différentielle exercée sur d'autres segments de faille et le risque sismique associé.

En profondeur, la définition-même d'une « porosité » fait débat. Pourtant, la question

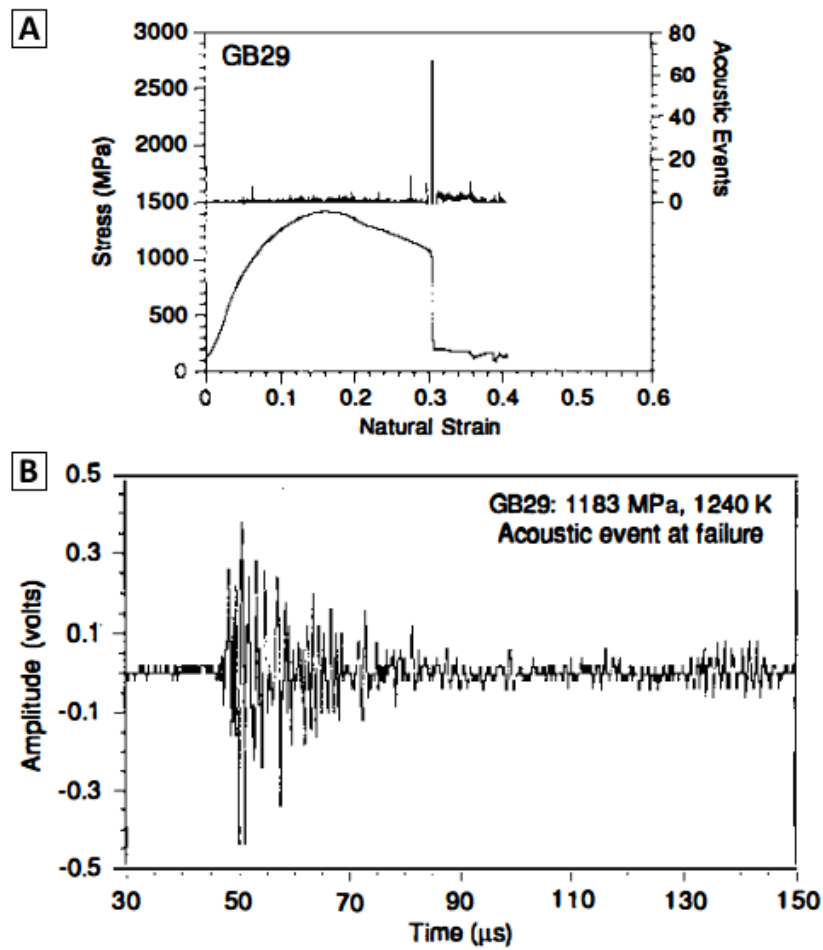


FIGURE 1.12 – Rupture sismique en laboratoire. A) évolution de la contrainte et de l'activité acoustique en fonction de la déformation. B) forme d'onde pour deux émissions acoustiques enregistrées pendant la rupture. Figure issue de *Tingle et al.* (1993).

de la pression de fluides est centrale dans la compréhension des processus amenant à la nucléation des séismes intermédiaires (*section 1.5.7*).

### 1.3 Tremblements de terre et lois d'échelle

Un sismogramme est l'enregistrement des ondes sismiques ayant parcouru le trajet depuis le foyer jusqu'au sismomètre. Pour les sismologues, la géométrie des failles en profondeur et la dynamique de la rupture ne sont accessibles que par l'intermédiaire des ondes émises lors du séisme. L'amplitude et la fréquence de la vibration enregistrée en surface sont directement liées aux propriétés physiques de la faille.

#### 1.3.1 Le moment sismique

Si l'on considère que la faille est entièrement comprise dans un milieu élastique, alors les moments des forces sont conservés. En assimilant la faille à une source ponctuelle, le champ de contraintes peut être écrit comme la combinaison de deux couples de forces perpendiculaires de moment (*Kanamori, 1977*) :

$$M_0 = \mu D S , \quad (1.9)$$

où  $\mu$  est le module de cisaillement du milieu (en Pa),  $D$  le déplacement sur la faille et  $S$  la surface de rupture.

Le moment sismique  $M_0$  s'exprime en N m, unité homogène au Joule. Les sismologues estiment le moment sismique moyen d'un séisme à l'aide d'accéléromètres et en déduisent la magnitude de moment  $M_w$  selon la relation :

$$M_w = \frac{2}{3} \log M_0 - 6,07 . \quad (1.10)$$

Depuis (*Hanks & Kanamori, 1979*), la magnitude d'un séisme est calculée ainsi. Cette magnitude est donnée sur l'échelle de Richter, qui n'a ni minimum ni maximum. Une augmentation d'un point de magnitude correspond à une énergie développée trente fois supérieure.

Le moment sismique peut être déterminé à partir du déplacement en champ proche ou en champ lointain et constitue aujourd'hui la manière la plus fiable d'estimation de la taille d'un tremblement de terre.

Le déplacement  $D$  sur la surface de rupture  $S$  est une valeur moyenne, et  $M_0$  ne dépend pas de la manière dont la rupture s'effectue, ni de l'histoire de glissement sur la faille. Autrement dit,  $M_0$  est un paramètre statique qui n'informe en rien sur les propriétés dynamiques de la source sismique. Il peut être estimé en utilisant des données sismiques ou géodétiques.

Il y a quelques décennies, (*Kanamori & Anderson, 1975*) ont montré que le moment sismique  $M_0$  et la surface de rupture  $S$  varient ensemble suivant la relation :

$$M_0 \approx S^{\frac{3}{2}} , \quad (1.11)$$

comme illustré [Figure 1.13].

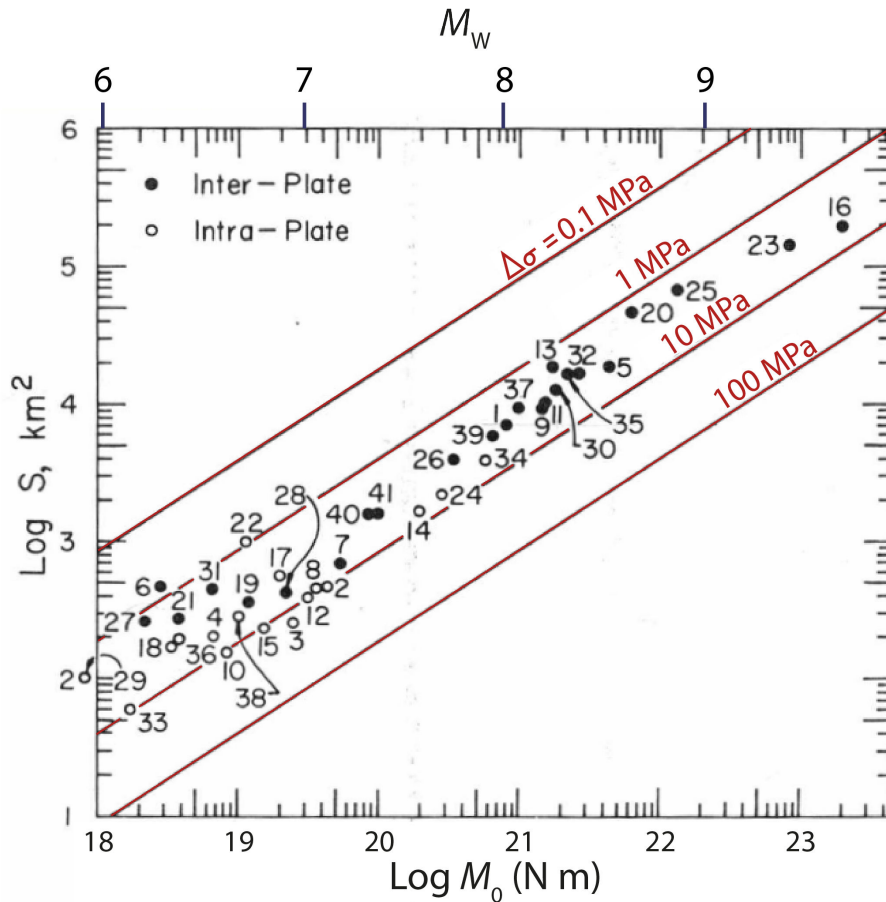


FIGURE 1.13 – Relation entre la surface de rupture  $S$  et le moment sismique  $M_0$ . Les droites rouges donnent les relations pour une chute de contrainte  $\Delta\sigma_s$  donnée en considérant la surface rompue circulaire (voir *section 1.3.2*). Les numéros se réfèrent au *Tableau 1* de Kanamori & Anderson (1975). Figure adaptée de Kanamori & Anderson (1975).

### 1.3.2 Moment sismique et chute de contrainte

La loi d'échelle reliant  $M_0$  et  $S$  [Figure 1.13] indique que la chute de contrainte  $\Delta\sigma$  est à peu près la même pour un  $M_w$  6 ou  $M_w$  9. Autrement dit,  $\Delta\sigma$  ne dépend pas de l'échelle.

Le moment sismique  $M_0$  peut s'écrire :

$$M_0 = \Delta\sigma_s L^3 , \quad (1.12)$$

ce qui mène permet d'estimer la chute de contrainte statique par la relation :

$$\Delta\sigma_s = C \mu \frac{D}{L} , \quad (1.13)$$

### 1.3 Tremblements de terre et lois d'échelle

---

où  $C \sim 1$  (constante géométrique) et  $L = \sqrt{S}$ . Pour une faille circulaire,  $C \approx 7\pi/16$ ; pour une faille de longueur infinie ( $L \gg h$ , où  $h$  est la hauteur de la faille),  $C \approx 2/\pi$ .

A partir des équations 1.9 et 1.13, on peut écrire :

$$\Delta\sigma_s = C M_0 S^{-\frac{3}{2}} . \quad (1.14)$$

En règle générale, les valeurs de  $\Delta\sigma_s$  s'échelonnent entre 0,1 et 100 MPa. *Vallée* (2013) montre de plus que l'augmentation apparente du stress drop avec la profondeur est liée à l'augmentation de la rigidité  $\mu$ , i.e. que le rapport  $D/L$  de  $\sim 10^3$  est conservé, même a grande profondeur. En dépit des incertitudes indéniables sur  $S$ , on admet la robustesse de l'estimation de  $\Delta\sigma_s$ . De surcroit, comme  $D/S$  ne dépend pas de  $M_0$ , l'équation 1.13 implique que  $\Delta\sigma_s$  soit plus ou moins constant (*Kanamori & Anderson, 1975*).

#### 1.3.3 Durée des séismes et vitesse de rupture

La durée des séismes  $\Delta t$  elle aussi est une fonction puissance de  $M_0$  [Figure 1.14]. La vitesse de propagation du front de rupture, ou vitesse de rupture  $V_r$  est un des principaux paramètres influençant la radiation d'ondes sismiques et les dégâts éventuels occasionnés par le tremblement de terre (*Madariaga, 1983*).

À partir de la relation 1.12, considérant une fissure circulaire qui croit a vitesse constante  $V_r$  donne :

$$M_0 = \Delta\sigma_s (V_r \Delta t)^3 . \quad (1.15)$$

En supposant  $V_r$  et  $\Delta\sigma_s$  constants, la durée  $\Delta t$  d'un séisme est proportionnelle à la longueur de la faille  $L$  :

$$\Delta t \propto S^{1/2} \propto L . \quad (1.16)$$

En règle générale,  $V_r$  est comprise entre 75 % et 95 % de la vitesse des ondes de cisaillement  $c_s$ . La fréquence coin  $f_c$  de la transformée de Fourier du sismogramme permet de retrouver ce résultat.

La fréquence coin, c'est la fréquence au-delà de laquelle on observe une décroissance de l'énergie dans le spectre d'accélération du sismogramme proportionnelle au carré de la fréquence (*Haskell, 1964; Brune, 1970*). Cette fréquence est directement liée à  $M_0$ , et les sismologues l'utilisent en routine pour déterminer les chutes de contraintes apparentes, i.e. statiques, des séismes (*Madariaga, 1976*). Ce faisant, ils considèrent généralement que  $V_r$  est constante et que la rupture est bilatérale et circulaire. Il faut ajouter à cela les incertitudes liées à la détermination de  $f_c$  (e.g. directivité et bruit dans les données haute-fréquence). L'estimation sismologique de  $\Delta\sigma_s$  et la loi d'échelle apparente associée [Figure 1.15] restent donc sujets à controverse.



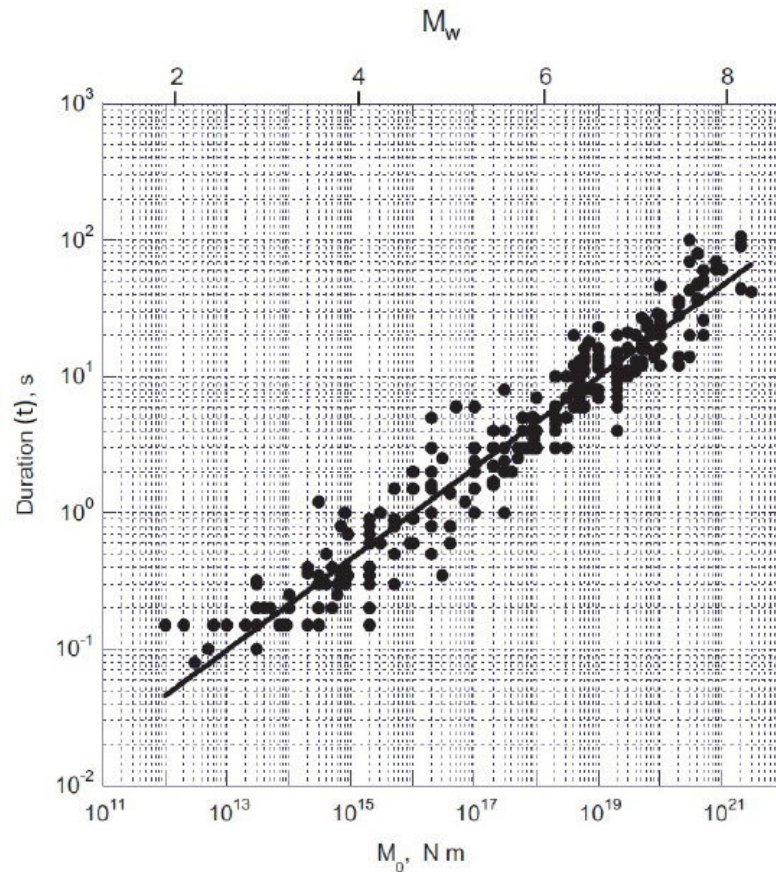


FIGURE 1.14 – Relation entre la durée de rupture et le moment sismique. Figure adaptée de *Kanamori & Brodsky (2004)*.

L'observation [Figure 1.15] suggère que :

$$f_c \approx \frac{V_r}{L} . \quad (1.17)$$

Les séismes dits « lents » ou les « séismes silencieux » sont également associés à un glissement par cisaillement mais durent plus longtemps et génèrent bien moins d'ondes sismiques. En dépit d'une vitesse de rupture très faible, ils présentent des caractéristiques similaires aux séismes conventionnels (*Ide et al., 2007*). Expérimentalement, la gamme de  $V_r$  mesurée s'étend au moins de  $0.4 c_s$  à  $c_p = 1.7 c_s$  (*Passelegue, 2014*).

Ces variations sont susceptibles d'impacter les lois d'échelle précédemment évoquées et d'influencer largement le bilan énergétique des séismes (*Passelegue, 2014*).

### 1.3 Tremblements de terre et lois d'échelle

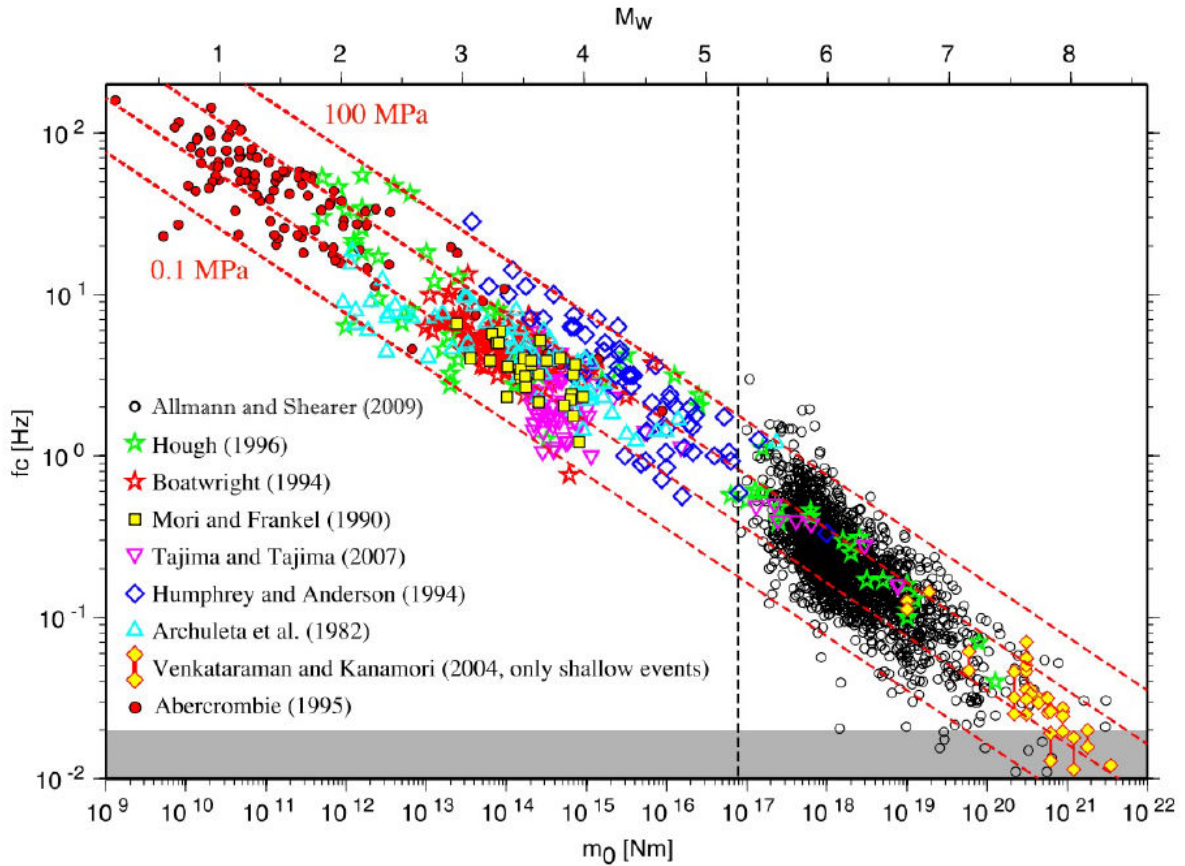


FIGURE 1.15 – Relation entre la fréquence coin et le moment sismique montrant que la chute de contrainte  $\Delta\sigma$  est généralement bornée entre 0,1 et 100 MPa. Figure adaptée de *Allmann & Shearer (2009)*.

#### 1.3.4 Bilan énergétique des séismes

L'énergie totale libérée par un séisme est directement fonction de son moment, telle que :

$$E_T = \frac{\bar{\tau}}{\mu} M_0 \quad , \quad (1.18)$$

où  $\bar{\tau}$  est la contrainte cisailante moyenne sur le plan de faille. L'énergie totale  $E_T$  développée par le séisme se décompose en trois termes : l'énergie rayonnée sous forme d'ondes sismiques  $E_R$  et l'énergie dissipée à la source par fracturation  $E_G$  et par échauffement frictionnel  $E_H$ . On peut donc écrire :

$$E_T = E_R + E_G + E_H \quad . \quad (1.19)$$

Pour qu'une fracture se propage, il faut que la libération d'énergie provoquée par chaque incrément de fracturation dépasse la capacité du matériau à dissiper cette énergie au voisinage de la fracture (*Griffith, 1921*). Au cours d'un séisme, la résistance au cisaille-

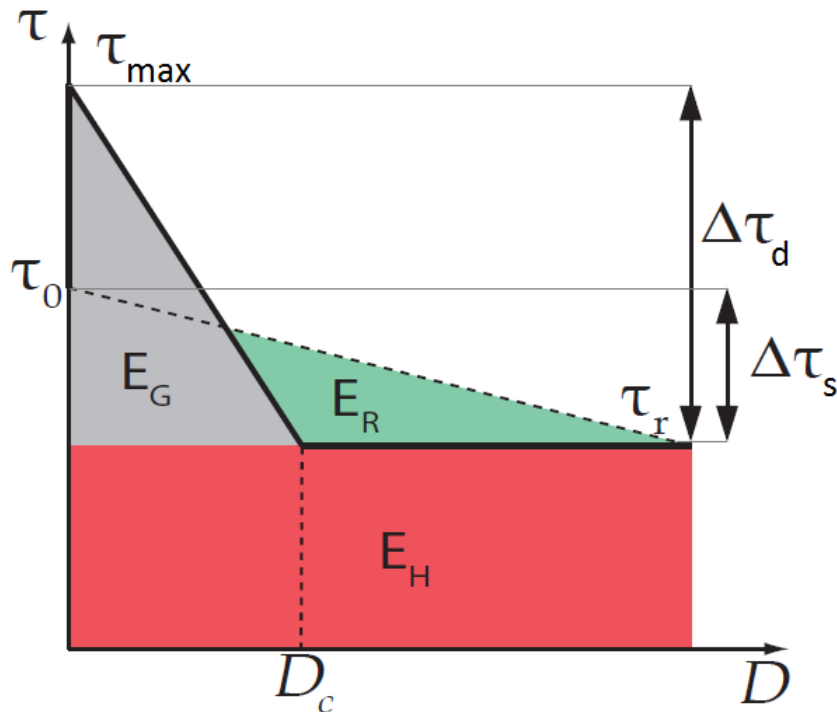


FIGURE 1.16 – Budget énergétique d'un séisme : évolution de la contrainte cisailante en fonction du glissement sur la faille et répartition de l'énergie par génération d'ondes sismiques, nucléation de fractures et dissipation thermique. On note  $\tau_0$  la contrainte statique initiale et  $\tau_{max}$  le pic de résistance au cisaillement.  $\Delta\tau_s$  et  $\Delta\tau_d$  sont respectivement la chute de contrainte statique et dynamique sur le plan de faille. Figure adaptée de *Passelegue* (2014).

ment  $\tau$  décroît d'une valeur maximale  $\tau_{max}$  à une valeur résiduelle  $\tau_I$  (Wong, 1982; Okubo & Dietrich, 1984). En première approximation, cet affaiblissement dynamique peut être représenté par une baisse linéaire de la résistance en fonction du glissement  $D$  [Figure 1.16]. La résistance diminue jusqu'à ce que le déplacement atteigne une valeur critique  $D_c$ . On appelle ce comportement l'affaiblissement dynamique (slip-weakening).

Lorsque le front de rupture arrive en un point  $M$  pour lequel la contrainte cisailante est  $\tau_0$ , les phénomènes d'amplifications de contrainte en tête de fissure engendrent une augmentation de la contrainte ressentie en  $M$  jusqu'au pic de résistance  $\tau_{max}$ . On distingue alors la chute de contrainte statique  $\Delta\tau_s$  et la chute de contrainte dynamique  $\Delta\tau_d$ . Alors que les sismologues ont un accès direct à l'énergie rayonnée  $E_R$  et savent estimer  $E_G$ , la valeur de  $E_H$  reste inaccessible. Le bilan énergétique des séismes est donc généralement écrit sous forme d'efficacité radiative :

$$\eta_R = \frac{E_R}{E_R + E_G} , \quad (1.20)$$

aussi appelée efficacité sismique (Kanamori, 2001).

Ce paramètre renseigne sur le caractère dynamique du tremblement de terre (Husseini,

### 1.3 Tremblements de terre et lois d'échelle

---

1977). Si  $\eta_R = 1$ , l'énergie potentielle convertie en travail est exclusivement dissipée sous forme d'ondes élastiques, ce qui est le cas pour un séisme se propageant à sa vitesse d'équilibre ( $V_r$  en mode I et III,  $c_S$  ou  $\sqrt{c_S}$  en mode II; *section 1.4.1*). À l'inverse, si  $\eta_R = 0$ , le travail correspond uniquement à la création de surface par fracturation, i.e. l'événement est quasi-statique, e.g. les séismes silencieux. L'efficacité sismique serait donc fonction de la vitesse de rupture et de la chute de contrainte, comme le suggèrent les observations sismologiques, qui montrent que  $\eta_R$  a tendance à augmenter avec  $V_r$  (Venkataraman & Kanamori, 2004), comme prévu par la théorie de la mécanique linéaire de la fracture (Freund, 1998).

L'objectif de ce travail de thèse est de reproduire des tremblements de terre en laboratoire et de les comparer aux grands séismes naturels ayant eu lieu dans le même matériau et dans les mêmes conditions.

Pour les reproduire, il faut les comprendre. À présent que l'on a bien défini ce qu'est un séisme et comment on l'observe en sismologie, il est nécessaire de comprendre quelles sont les conditions requises pour la génération d'une instabilité mécanique.

## 1.4 Conditions d'instabilité mécanique

*"Life seems so simple when we do some mechanics."*

« *La vie semble si simple quand on fait de la mécanique.* »

Anakin Skywalker, Star Wars Episode II, *L'Attaque des Clones*

### 1.4.1 Les modes de rupture

En mécanique de la fracture, on distingue trois modes de propagation de la rupture, ou modes de ruptures. Lorsqu'une fissure se propage par l'action d'une force de traction perpendiculaire à sa surface, on parle d'ouverture en tension (mode I); lorsque la rupture avance par l'action d'un cisaillement parallèle à son sens de propagation, on parle de rupture en cisaillement plan (mode II); enfin, une propagation sous l'effet d'un cisaillement perpendiculaire est appelé rupture en cisaillement anti-plan (mode III).

Lors de tests mécaniques uniaxiaux, i.e. sans confinement, le mode I est facilement observé : des fentes en tension s'ouvrent perpendiculairement à la contrainte principale en compression. L'étude de ce mode de rupture est réalisée par les ingénieurs du Génie Civil pour l'élaboration d'ouvrages d'art par exemple.

Les sismologues s'intéressent quant à eux aux modes de rupture par cisaillement. En effet, sous l'effet de la pression, le mode I est inhibé au profit des modes II et III. Néanmoins, les perturbations du champ de contrainte associées au passage d'un front de rupture ( $V_r \sim 1 \text{ km s}^{-1}$ ) peuvent engendrer l'ouverture en mode I, en particulier dans le quadrant extensif du séisme, i.e. le côté de la faille qui subit une traction au moment du passage du front de rupture.

A faible profondeur, les modes I, II et III coexistent, i.e. les ruptures (phyllosilicates exclus) sont dilatantes (*Brace et al.*, 1966). Dans la nature, i.e. en trois dimensions, les modes II et III purs n'existent pas. Les ruptures sont toujours composites. L'orientation du glissement par rapport à la propagation de la rupture est un facteur majeur contrôlant la vitesse de rupture  $V_r$ , le mode II permettant à  $V_r$  d'atteindre la vitesse des ondes de compression  $c_P$  (*Passelègue et al.*, 2013).

### 1.4.2 La « friction »

Le passage d'un glissement stable à un processus de rupture dynamique a été largement étudié (*Scholz*, 2002). Récemment, toute la gamme de vitesses de rupture physiquement envisageables dans les roches crustales a été reproduite en laboratoire grâce à des expériences de *stick-slip*, ou « coller-glisser », (*Passelegue*, 2014). Dans ces expériences, considérées comme analogues expérimentaux des séismes (*Brace & Byerlee*, 1966), la surface de faille est prédécoupée, ce qui n'est pas le cas dans la nature mais permet d'enregistrer des vitesses de rupture cohérentes avec les observations sismologiques (*Das*, 2010).

## 1.4 Conditions d'instabilité mécanique

De nombreuses études se sont concentrées sur le comportement de la surface de glissement au cours du glissement. Le problème peut être formulé par l'élaboration de lois dites de « friction ». Deux lois de friction sont principalement utilisées en mécanique des séismes, permettant l'une comme l'autre de décrire dans une certaine mesure le processus de nucléation d'une instabilité.

La loi d'affaiblissement par glissement permet de décrire le comportement d'une interface en considérant un unique paramètre : le glissement  $D$  (Ida, 1972; Campillo & Ionescu, 1997; Uenishi & Rice, 2003) [Figure 1.17]. Le coefficient de friction  $f$ , initialement égal au coefficient de friction statique  $f_s^i$  (Byerlee, 1978), diminue au cours du glissement jusqu'à atteindre  $f_d$ , le coefficient de friction dynamique (section 1.4.3). En quelques secondes, le relâchement de la contrainte entraîne un ralentissement du glissement et  $f$  augmente jusqu'à une nouvelle valeur  $f_s^f$  [Figure 1.17]. En effet, le matériau sur le plan de faille n'est plus le même, i.e. la formation de la faille est une déformation plastique. En toute rigueur,  $f_s^f$  peut prendre une valeur supérieure ou inférieure à  $f_s^i$ , ce qui dépend du processus d'affaiblissement dynamique mis en jeu durant le glissement.

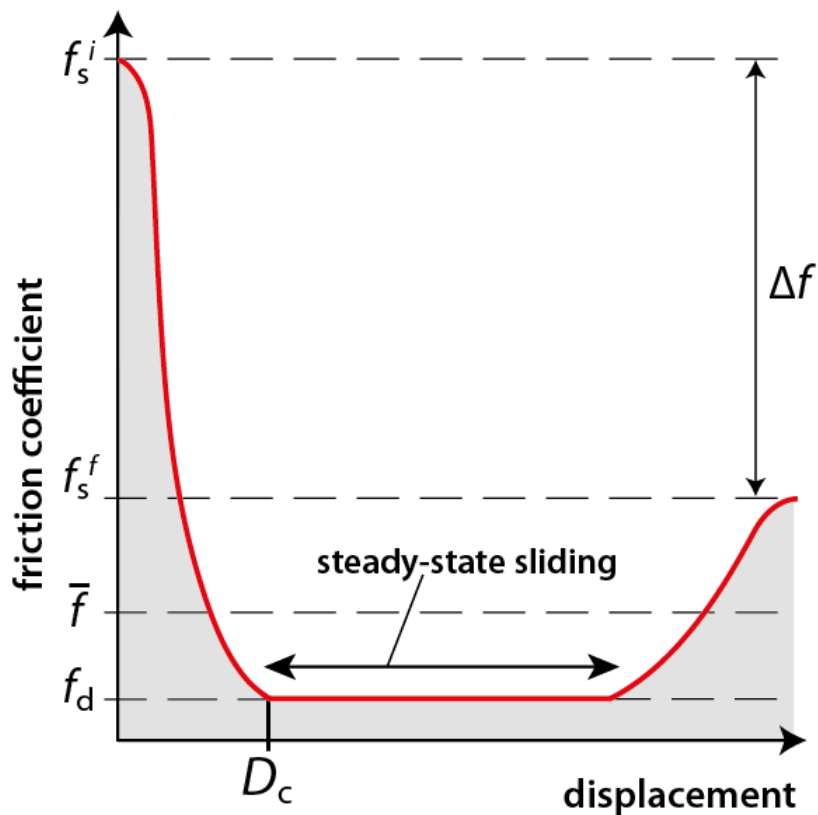


FIGURE 1.17 – Évolution dynamique du coefficient de friction au cours du glissement sismique. Les coefficients de friction statique et dynamique sont notés  $f_s$  et  $f_d$ .

La loi « rate-and-state » décrit le comportement d'une interface comme dépendant de

la vitesse de glissement et d'une variable d'état caractéristique de cette surface. Cette loi a été établie suite à des expériences à faible vitesse de glissement (Dietrich, 1979; Ruina, 1983; Marone, 1998a). Cette loi permet aussi bien de décrire le cas d'un affaiblissement ou d'un durcissement dynamiques.

### 1.4.3 La longueur de nucléation

Le modèle de nucléation de fracture, proposé par Ohnaka (2003), introduit la longueur de nucléation  $L_c$  comme la longueur critique qu'une fracture doit avoir pour se propager de manière dynamique, i.e. sismique. L'instabilité mécanique suit une phase de glissement stable, quasi-statique, au cours de laquelle le glissement se cantonne d'abord au niveau d'une surface de faible résistance [Figure 1.18].

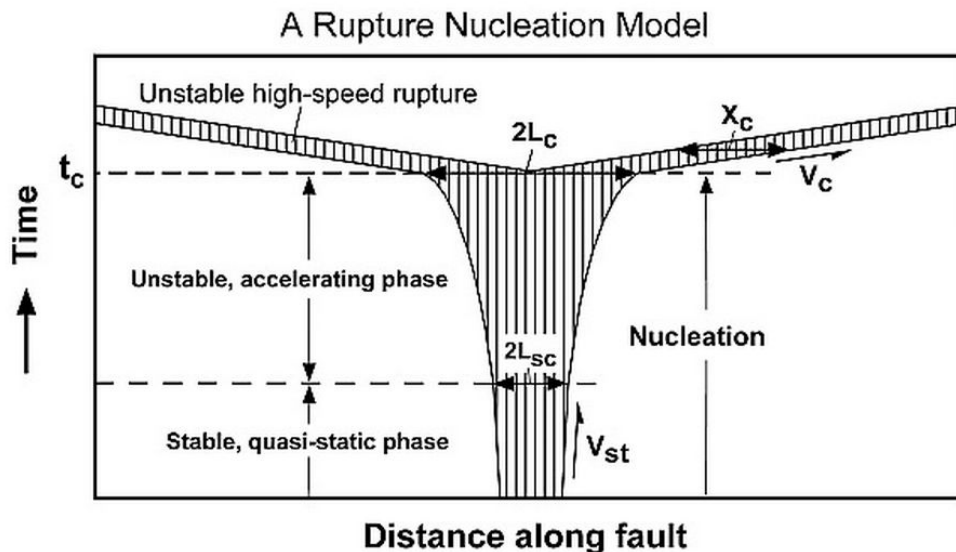


FIGURE 1.18 – Modèle de nucléation proposé par Ohnaka (2003) : représentation de l'évolution temporelle de la taille de la zone de glissement. La zone hachurée correspond à la zone affectée par l'affaiblissement au cours du glissement. La longueur  $L_{sc}$  est la longueur critique permettant le passage du glissement stable à son accélération catastrophique. La longueur  $L_c$  est la longueur critique de nucléation, ou longueur de nucléation, à partir de laquelle la rupture devient dynamique et se propage à une vitesse proche de celle des ondes élastiques.

A partir du moment où le glissement affecte une surface de faille de longueur supérieure à  $L_c$ , la vitesse de glissement augmente de manière dynamique et s'accompagne d'événements sismiques [Figure 1.18] associés à la propagation de la rupture. En s'appuyant sur des études théoriques (Ida, 1972; Campillo & Ionescu, 1997; Uenishi & Rice, 2003),  $L_c$  peut être écrite en fonction de la chute de contrainte dynamique et de la distance de glissement critique  $D_c$ , telle que :

## 1.4 Conditions d'instabilité mécanique

---

$$L_c = 2\beta \frac{\mu G}{[(f_s - f_d) \sigma_n]^2} , \quad (1.21)$$

où  $G = D_c \sigma_n (f_s - f_d)/2$  est l'énergie de fracture effective et  $\beta$  une constance sans dimension. Pour une rupture anti-plan (mode III),  $\beta = 1,158$  (Campillo & Ionescu, 1997).

Si l'on considère des aspérités de taille  $L$  sur le plan de faille, le glissement dynamique n'est envisageable que si  $L > L_c$ . Autrement dit, même si l'état de contrainte ( $\sigma_n$ ) est suffisant, une faille de longueur inférieure à  $L_c$  ne peut pas se propager dynamiquement. On parle alors de glissement asismique.

La distance de glissement critique  $D_c$  est fonction de la rugosité de l'interface de faille. Selon Ohnaka (2003), plus la rugosité est importante, plus  $D_c$  et donc  $L_c$  augmentent.

Cette longueur minimale de nucléation  $L_c$  est en fait directement reliée au bilan énergétique du mécanisme de rupture (Palmer & Rice, 1973; Poliakov et al., 2002). Ce modèle peut être utilisé pour étudier les mécanismes de rupture dans des échantillons pré-scisés (Passelègue et al., 2013; Passelegue, 2014), mais également dans des échantillon « sains ». L'existence préalable d'une faille n'est pas requise, et toute hétérogénéité rhéologique peut, à l'approche du *critère de Byerlee* à une certaine échelle, constituer l'amorce d'un processus de rupture.

### 1.4.4 Homogénéité, répartition et connectivité

Dans tout matériau naturel, il existe au moins une échelle à laquelle il est possible de définir une certaine homogénéité. Les roches sont des assemblages de minéraux. Ces polycristaux contiennent un certain nombre d'impuretés, définies à l'échelle du grain, comme les inclusions fluides par exemple, où à l'échelle de la maille cristalline, comme la substitution d'un cation par un autre ou la présence de dislocations (défauts dans la maille cristalline engendrant sa torsion). En ce qui concerne les roches, naturelles ou artificielles, l'homogénéité reste pour ainsi dire de l'ordre du concept.

Lorsqu'on souhaite étudier une propriété d'un matériau, on fait des hypothèses et des simplifications permettant de s'affranchir des paramètres d'influence négligeable sur la propriété en question. Avant de connaître le matériau et de comprendre sa physique, l'approche statistique permet une première estimation des propriétés alors définies et de leurs dépendances mutuelles. On utilise alors des modèles de milieux effectifs. La théorie des milieux effectifs vise à déterminer les propriétés du milieu au moyen d'un formalisme mathématique reposant notamment sur l'absence de corrélations spatiales entre les éléments (e.g. Kirkpatrick, 1973). Ces modèles permettent d'aboutir à des estimations robustes de propriétés qu'ils partagent avec l'objet d'étude réel, par exemple pour les mesures statiques de perméabilité, ce qui est très utilisé pour les prévisions de production des champs pétroliers par exemple. Ce faisant, à plusieurs échelles, on met l'accent sur l'homogénéité relative des matériaux que l'on étudie. Cependant, la description par un milieu effectif devient inadé-



quate lorsque les milieux considérés sont fortement hétérogènes et conduit à sous-estimer la conductivité du réseau (*David et al.*, 1990).

Parallèlement, en particulier lorsqu'on s'interroge sur l'occurrence de processus discrets et dynamiques, comme les tremblement de terre, il est nécessaire de mettre en mots ou en équation l'hétérogénéité relative du matériau considéré. Le processus de percolation d'un fluide au travers d'un réseau poreux connecté, parfaitement maîtrisé dans le percolateur de la machine à café de *La Montagne Sans Geneviève*), nécessite de comprendre la géométrie du système traversé par le fluide. À partir d'une certaine densité de pores et de fissures, les amas « finis » à une échelle donnée forment un chemin connecté à plus grande échelle, échelle à laquelle ils constituent alors un amas « fini ». On peut ainsi modéliser efficacement la circulation des fluides en fonction d'évolution de la connectivité d'un réseau poreux (*Guéguen & Dienes*, 1989; *Guéguen & Palciauskas*, 1992; *Gueguen et al.*, 1991). À l'échelle du volume considéré, l'apparition d'un amas infini est appelée « seuil de percolation ». Cette transition correspond à la probabilité critique d'existence d'éléments connectés traversant ce volume.

En régime fragile et en domaine élastique, le mode de rupture macroscopique est contrôlé par la distribution des hétérogénéités. Au cours de la fracturation, il est possible de représenter l'évolution de l'interaction entre ces hétérogénéités à l'aide d'un modèle de percolation (e.g. *Lockner & Madden*, 1991a,b; *Hansen et al.*, 1991; *Reuschle*, 1998).

La *théorie de la percolation* (*Broadbent & Hammersley*, 1957) permet de décrire la connectivité d'un système à l'approche de son seuil critique, appelé « seuil de percolation ». Au voisinage de ce seuil de connectivité, les grandeurs caractéristiques du système suivent des lois puissance et la géométrie de l'amas infini est fractale (*Stauffer & Aharony*, 1992).

On considère le volume étudié comme une infinité de volumes homogènes infinitésimaux. Pour un matériau donné, il y a donc une infinité de « sites » pouvant être ou non occupés par un élément ou par un autre (e.g. fracture ou non-fracture, phase  $x$  or phase  $y$ ) [Figure 1.19]. Pour la phase  $x$ , on peut définir la probabilité  $p$  qu'un site particulier soit occupé et  $\zeta$  la longueur du plus grand amas fini. En dessous d'un certain seuil ( $p < p_c$ ), il est impossible de suivre cette phase en continu d'un bout à l'autre du volume considéré. Au seuil de « percolation » ( $p = p_c$ ), il existe un amas « infini » à l'échelle du système. Lorsque  $p > p_c$ , c'est la longueur des amas finis de la phase  $y$  qui diminue. Cette probabilité critique  $p_c$  est naturellement fonction de la quantité relative des phases  $x$  et  $y$ , telle que :

$$\zeta \sim \zeta_0 |p - p_c|^{-\nu} , \quad (1.22)$$

où l'exposant  $\nu$  est un paramètre géométrique dépendant du nombre de dimensions nécessaires à la définition de  $p$ . La valeur de  $p_c$  dépend de la géométrie du réseau, donc de la taille et de la forme des volumes de phase  $x$  ou  $y$ , et du nombre de dimensions. Ces paramètres sont des outils statistiques qui ne préjugent en rien de la physique associée au processus de percolation.

## 1.4 Conditions d'instabilité mécanique

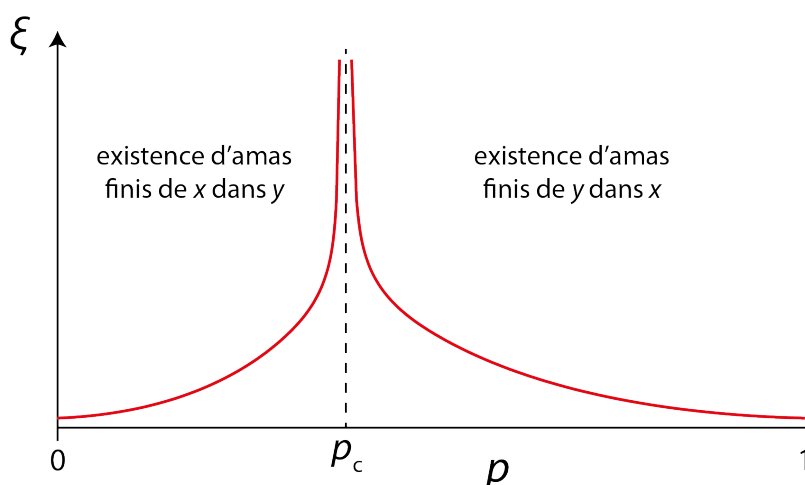


FIGURE 1.19 – Seuil de percolation et connectivité d'un réseau. Évolution de la longueur  $\xi$  des amas finis en fonction de la probabilité  $p$  d'occupation d'un site donné par une phase  $x$  au sein d'un volume constitué des phases  $x$  et  $y$ . Le seuil de « percolation »  $p_c$  correspond à la limite à partir de laquelle il existe un chemin « infini » occupé par la phase  $x$ .

Si la validité du modèle de percolation est avérée pour traiter les problèmes de circulation de fluides, des études récentes ont mis en évidence qu'un raisonnement similaire est applicable aux contraintes mécaniques (Tordesillas *et al.*, 2009, 2011; Burnley, 2013). Cette analogie tient une place centrale dans ce manuscrit (section 3.3). Je propose de considérer la répartition relative des grains de deux phases minérales en assimilant à des fractures les amas finis de la phase qui se déstabilise.

Avec davantage d'information sur la géométrie des réseaux et sur le contraste rhéologique entre les phases  $x$  et  $y$ , on peut tout-à-fait imaginer aboutir à la compréhension d'un phénomène physique affectant un assemblage cristallin polyphasé. L'interaction mécanique entre les amas infinis à une échelle donnée peut ensuite être étudiée numériquement comme on étudie l'interaction entre plusieurs segments de failles (e.g. Baud & Reuschlé, 1997). D'autre part, des modèles statistiques de distribution de fissures et de tailles de fissures (e.g. Dienes *et al.*, 1982; Guéguen & Dienes, 1989) peuvent permettre d'apprécier la géométrie du système, en donnant accès aux dimensions relatives et aux surfaces spécifiques des volumes des phases en présence.

### 1.4.5 Processus d'affaiblissement extrême d'une surface de faille

Souvent, il est difficile de savoir comment relier les observations de laboratoire aux données sismologiques. La reproduction de séismes en laboratoire s'effectue à petite échelle et les magnitudes obtenues ne dépassent pas  $M_w -4$  (Gasc *et al.*, 2011; Schubnel *et al.*, 2013). Néanmoins, les avancées récentes en mécanique ont permis de reproduire le cisaillement des roches avec des vitesses et des déplacements comparables à ceux associés aux séismes

qui intéressent les sismologues ( $M_w > 4$ , i.e. mille milliards de fois plus énergétiques qu'un  $M_w -4$ ). On a ainsi pu déterminer l'évolution de la résistance des failles à des vitesses de glissements  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ , i.e. glissement sismique, pour des déplacements comparables à ceux observés lors de séismes naturels (Hirose & Shimamoto, 2005b; Di Toro et al., 2011).

Ces études mettent en lumière l'existence de nombreux mécanismes d'affaiblissement pouvant expliquer l'affaiblissement co-sismique des failles (Brune et al., 1969), qui peuvent être cause ou conséquence de l'emballement catastrophique du processus de rupture. Parmi ces mécanismes on compte notamment le chauffage éclair, ou « flash heating » (Rice, 2006; Goldsby & Tullis, 2011), la lubrification par fusion sur le plan de faille (Hirose & Shimamoto, 2005a; Di Toro et al., 2006) et la pressurisation thermique (Rice, 2006).

La survenue de ces mécanismes pendant le glissement sismique mène, à l'échelle de l'aspérité affectée, à une chute de contrainte dynamique  $\Delta\tau_d$  [Figure 1.16] bien plus grande que celle observée à grande échelle en sismologie. Il semble impératif de prendre en compte l'occurrence de tels processus dans la compréhension de la mécanique des grands séismes affectant la croûte ou le manteau supérieur.

D'autres processus peuvent entrer en jeu durant le glissement, comme des réactions minérales aux abords de la surface de faille (Han et al., 2007; Brantut et al., 2008). Un endommagement plus large autour de la faille, e.g. la pulvérisation (Doan & Gary, 2009), peut aussi dissiper une partie de l'énergie élastique libérée par le séisme. L'existence d'une gouge, la pression de fluides, la présence-même de fluides et la combinaison de ces facteurs avec les les mécanismes cités précédents sont autant de paramètres gouvernant la complexité de la structure et de la mécanique des failles.

## 1.4 Conditions d'instabilité mécanique

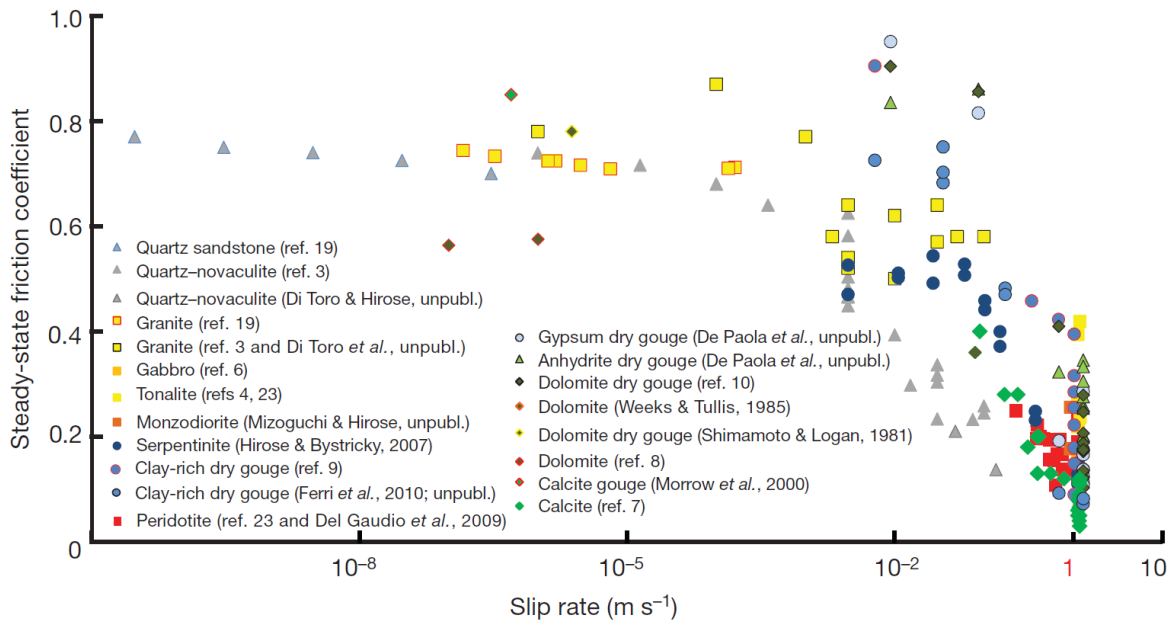


FIGURE 1.20 – Coefficient de friction à l'équilibre en fonction de la vitesse de glissement. Une forte diminution du coefficient de friction est remarquée quand la vitesse de glissement avoisine  $1 \text{ m s}^{-1}$ , valeur observée en sismologie pour les tremblements de terre. La vitesse de glissement est ici représentée en échelle logarithmique. Dans le cas de la lubrification par magma frictionnel, seules les expériences réalisées avec une contrainte normale  $\sigma_n > 5 \text{ MPa}$  sont représentées. Figure issue de *Di Toro et al.* (2011).

En première approximation, on peut lier la vitesse de glissement  $\dot{u}$  à la vitesse de rupture comme suit (*Brune et al.*, 1969) :

$$\dot{u} = \frac{\Delta\tau_d}{\mu} V_r . \quad (1.23)$$

En considérant les estimations de chute de contrainte données par les observations sismologiques, la vitesse relative des compartiments déplacés par une faille lors d'un séisme est de l'ordre de  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Cependant, en profondeur, en supposant une chute de friction  $f_s - f_d$  de  $\approx 0,5$ , la vitesse de glissement pourrait atteindre plusieurs dizaines de mètres par seconde.

Les expériences de « *rotary-shear* » permettent aujourd'hui de comprendre les processus d'affaiblissement affectant les surfaces de faille au cours du glissement, apportant ainsi un élément supplémentaire à la compréhension de la propagation de la rupture sismique. Cependant, elles ne permettent pas à elles seules de comprendre le phénomène sismique dans son ensemble. En effet, elles ne disent rien sur le déclenchement de ces séismes, car le déclenchement du glissement dans ces expériences est artificiel et de vitesse contrôlée. Dans la nature, le déclenchement est autre et reste relativement mystérieux, en particulier en ce qui concerne les séismes intermédiaires et profonds. Pour comprendre ce déclenchement,

en théorie, il faut que l'échantillon déformé soit plus grand que la faille que l'on génère à l'intérieur.

L'eau joue un rôle majeur dans les processus de déformation à toutes les échelles (e.g. *Mei & Kohlstedt, 2000a,b; Violay et al., 2014*). En particulier, la présence d'eau dans la roche, aux interstices entre les cristaux, sous forme d'inclusions fluides ou au sein de minéraux hydroxylés, est déterminante dans le processus d'affaiblissement lors du glissement. La déshydratation des minéraux argileux provoque un affaiblissement dynamique, favorisant la localisation de la déformation et le glissement sismique (*Brantut et al., 2008*). Lors de la déshydratation de l'antigorite par glissement sismique, la fusion sur le plan de faille mène même à la production d'un liquide silicaté pressuré de faible viscosité, permettant un affaiblissement extrême et la lubrification du glissement (*Brantut et al., 2016*). Par ailleurs, la présence d'eau abaisse le point de fusion de la péridotite de  $\approx 300$  °C, ce qui permet la fusion partielle (vers 1000 °C) à l'origine du volcanisme de subduction (e.g. *Hattori & Guillot, 2003*). L'eau diminue fortement la viscosité des magmas (*Vetere et al., 2006*), ce qui a pour effet de faire chuter le coefficient de friction de manière significative sur un plan de faille. Une teneur en eau de 1 % pds abaisse la viscosité d'un ordre de grandeur (*Vetere et al., 2006*).

### 1.4.6 La pseudotachylite : trace fossilisée de tremblements de terre

L'observation de roches déformées en laboratoire ou de roches affectées par une rupture et un glissement sismiques peut présenter des similitudes étonnantes si la mécanique du déclenchement de la rupture sismique n'est pas limitée par la taille de l'échantillon déformé expérimentalement. On reproduit ainsi des analogues réalistes par des expériences de *stick-slip* dans différents types de roches, e.g. granite de Westerly ou péridotite de Balmuccia (Passelegue, 2014; Passelègue et al., 2016; Passelegue et al., 2016). Des expériences en *rotary-shear* permettent de préciser la compréhension du phénomène de lubrification par fusion (Di Toro et al., 2006; Hirose & Shimamoto, 2005a; Del Gaudio et al., 2009).

Récemment, des expériences à haute pression (> 1 GPa) ont été menées sur des assemblages quartz-biotite, menant à la fusion de la biotite (mica ferromagnésien potassique) et mettant en lumière l'importance des proportions relatives des minéraux en présence dans le processus de localisation de la déformation (Fauconnier, 2016). Certains auteurs considèrent toutefois que l'amorphisation de minéraux ou de la totalité de la roche au voisinage de la surface de faille peut être le résultat d'une déformation intense n'impliquant pas la fusion (Pec et al., 2012); il s'agit ici de s'apercevoir que l'interprétation dépend alors de l'échelle d'observation et qu'utiliser un modèle de percolation des contraintes (Burnley, 2013) jouerait nécessairement en faveur de la fusion.

Les pseudotachylites (du grec *pseudo* (« faux »), *takhus* (« rapide ») et *lithos* (« pierre »), sont le produit de la solidification rapide du magma frictionnel associé au glissement sismique. La pseudotachylite est, pour ainsi dire, la petite sœur d'une roche qui n'existe pas : la tachylite. En effet, depuis une dizaine d'années, ce mot n'est pas utilisé par les géologues car il est associé à un processus depuis invalidé, i.e. la fracturation par surpression aux abords des chambres magmatiques.

Lors de leur première description (Sibson, 1975), on imaginait que les pseudotachylites étaient le résultat de la fusion locale des roches sur le plan de faille provoquée par la chaleur générée par le glissement frictionnel ( $10^{-2}$  to  $1 \text{ m s}^{-1}$  (Philpotts, 1964), aussi connu sous le nom de « fusion éclair » ou "flash melting" (Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006; Beeler et al., 2008). Quand les pseudotachylites sont associées à des fractures en cisaillement le long de zones de failles régionales, elles peuvent être utilisées comme indicateur de paléoséismes (Sibson, 1975); dans le cas contraire, elles peuvent résulter d'impacts météoritiques (Dietz, 1961; Wilshire, 1971).

Les pseudotachylites sont aujourd'hui considérées comme le produit d'événements sismiques ( $1\text{-}10 \text{ m s}^{-1}$ ) pouvant être d'ampleur kilométrique (Di Toro et al., 2006). En sus, les expériences de glissement à haute vitesse (*rotary-shear*) montrent que la comminution (i.e. réduction de la taille des grains) et la fusion frictionnelle sont complémentaires et ne constituent donc pas deux processus mutuellement exclusifs (Spray, 1995) à des vitesses de glissement modérées. D'ailleurs, la déformation expérimentale de gouges cataclastiques à faible vitesse montre que du matériel amorphe peut être associé à des grains fins à ultrafins

(Pec et al., 2012).

La géométrie des pseudotachylites généralement trouvées sur le terrain est illustrée par (Sibson, 1975) [Figure 1.21]. Des accumulations locales de verre et de débris peuvent donner l'impression que la pseudotachylite est plus épaisse qu'elle n'est en réalité. Le caractère souvent incomplet des affleurements ayant subi une exhumation longue depuis de grandes profondeurs (jusqu'à 80-100 km de trajet vertical) peut alors induire l'observateur en erreur.

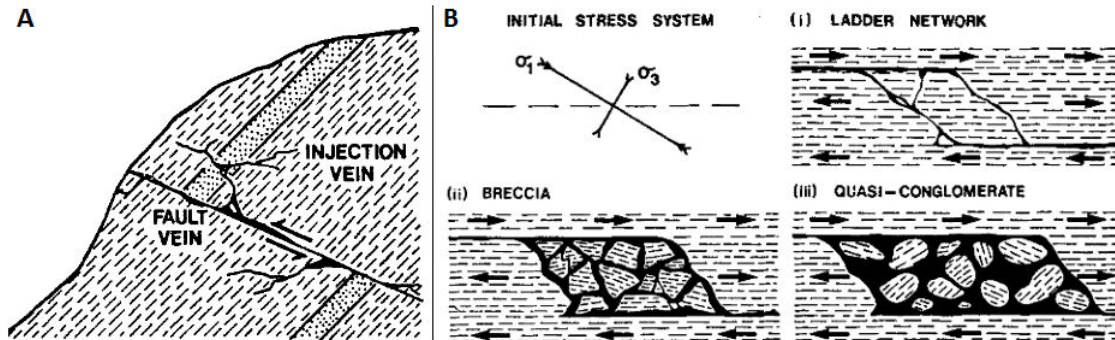


FIGURE 1.21 – Dessins de pseudotachylites. A) Faille et veines d'injection coupant une formation présentant un marqueur de déplacement. B) Mécanisme de formation des pseudotachylites à allure conglomératique. Figure adaptée de Sibson (1975).

Il est possible d'estimer la chaleur frictionnelle  $H$  et la résistance frictionnelle  $\tau_f$  en fonction du glissement  $D$  (Sibson, 1975). Sur les 10 premiers centimètres,  $H$  augmente de façon logarithmique et  $\tau_f$  connaît une décroissance exponentielle [Figure 1.22 A & B]. Un modèle analytique (Nielsen et al., 2008) a démontré que la contrainte frictionnelle  $\tau_{ss}$  (steady-state, i.e. à l'équilibre dynamique) peut s'écrire :

$$\tau_{ss} \propto \sqrt[4]{\sigma_n} \quad , \quad (1.24)$$

où  $\sigma_n$  est la contrainte normale appliquée au plan de faille.

L'évolution de la géométrie de la surface de faille pendant le séisme peut également être modélisée (Nielsen et al., 2016). La relation qu'entretiennent le déplacement moyen  $D$  sur la faille et son épaisseur  $a$  suit une loi puissance (Sibson, 1975) [Figure 1.22 C]. On retrouve donc le même type de loi d'échelle que celles précédemment évoquées (*section 1.3*).

Le métamorphisme rétrograde et l'altération physico-chimique des roches empêchent bien souvent de préserver les structures telles que les pseudotachylites (Kirkpatrick & Rowe, 2013). Durant l'exhumation du chenal de subduction et d'éventuelles écailles d'un slab résiduel, les transitions rhéologiques et la circulation de fluides aqueux ont tendance à transformer entièrement la minéralogie des gouges de failles, même lorsqu'il s'agit de failles scellées par du verre, i.e. magma frictionnel solidifié. Dans le **chapitre 5**, nous verrons

## 1.4 Conditions d'instabilité mécanique

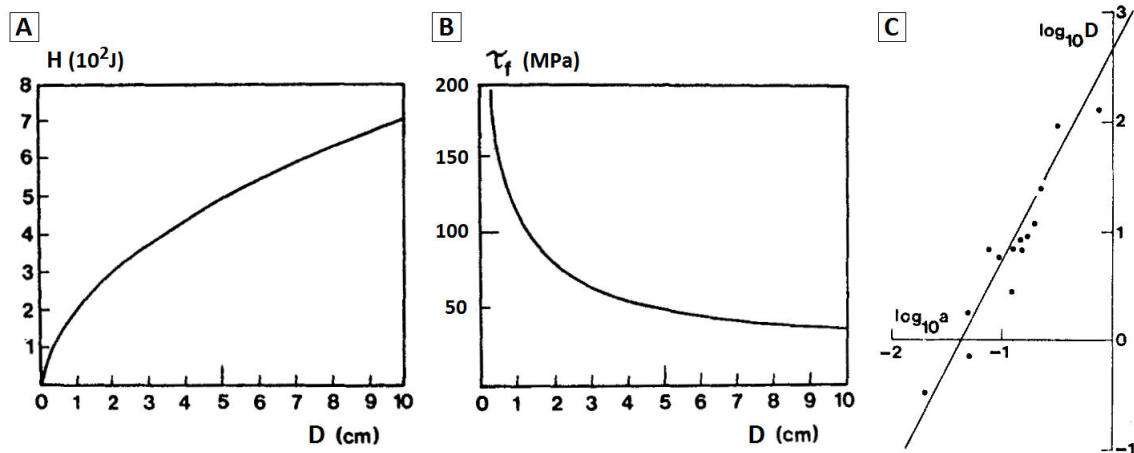


FIGURE 1.22 – Caractérisation de pseudotachylites. A) Chaleur frictionnelle cumulée  $H$  en fonction du déplacement  $D$  sur des micro-failles du réseau de pseudotachylites. B) Résistance frictionnelle  $\tau_f$  associée en fonction de  $D$ . C) Relation empirique entre  $D$  et  $a$ , l'épaisseur des microfailles ( $D$  et  $a$  en cm). Sélection de figures adaptée de *Sibson (1975)*.

qu'une partie non-négligeable de la zone d'endommagement autour d'une faille ( $0.1 < L < 1$  km), contenant des équivalents microscopiques de faille principale, peut rester hors de portée de ces processus d'altération.



## 1.5 Manteau lithosphérique en subduction et sismicité

*Il ne faut pas confondre la bombe et le détonateur*

Emile Okal, ENS, 2014

La péridotite est la roche constituant la quasi-totalité du manteau supérieur. Elle est souvent associée à son équivalent hydraté, la serpentinite. Lorsqu'on trouve ces roches, dites ultrabasiques, sur le terrain au sein d'écailles ophiolithiques, on les repère assez facilement par l'absence de sols et de végétation, ce qui est dû à l'absence de potassium et de sodium, au faible taux de calcium, ainsi qu'à la présence d'éléments toxiques pour les végétaux, notamment certains métaux lourds comme le chrome et le nickel. Les massifs de péridotite sont particulièrement discernables par leur patine orange, due à l'oxydation du fer II en fer III par l'eau météorique.

### 1.5.1 L'olivine, minéral majoritaire de la péridotite

L'olivine est le principal constituant du manteau supérieur. Ce minéral orthorhombique ferromagnésien a pour formule chimique  $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ . Il s'agit d'une solution solide dont les deux pôles sont la forstérite  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  et la fayalite  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ . Le standard utilisé en géophysique expérimentale est l'olivine de San Carlos, en Arizona, de formule chimique  $\text{Mg}_{0,9}\text{Fe}_{0,1}\text{SiO}_4$ . Elle est stable depuis la surface jusqu'à la zone de transition du manteau supérieur, à  $\sim 410$  km, où sa structure devient instable et se réorganise en wadsleyite [Figure 1.2]. Il est donc communément admis que l'olivine contrôle la rhéologie du manteau jusqu'à 410 km de profondeur.

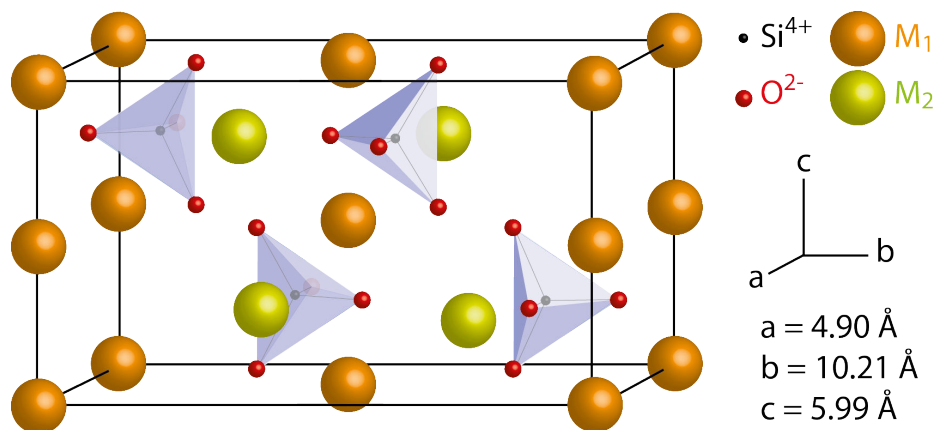


FIGURE 1.23 – Représentation 3D de la maille du cristal d'olivine. Voir la légende de la Figure 1.24. Figure inspirée de *McCormick et al.* (1987).

Dans l'olivine, les tétraèdres de silice sont isolés et séparés de cations occupant des sites octaédriques [Figures 1.23 et 1.24]. La maille cristalline est :  $a = 10,091 \text{ \AA}$ ,  $b = 5,961 \text{ \AA}$  et  $c = 4,730 \text{ \AA}$ . Le volume de la maille conventionnelle est  $284,52 \text{ \AA}^3$  et la densité calculée est  $3285$

## 1.5 Manteau lithosphérique en subduction et sismicité

$\text{kg m}^{-3}$ . Les sites octaédriques M2 sont légèrement plus grand que les sites M1 et forment des octaèdre légèrement distordus. Le cristal d'olivine peut être représentée par ses plans cristallographiques [Figure 1.25].

La roche constituant la grande majorité du manteau supérieur, la péridotite, contient, en plus de l'olivine, des pyroxènes ( $3200$  à  $3400 \text{ kg m}^{-3}$ ), pour une densité moyenne de  $3300 \text{ kg m}^{-3}$  ( $3200$  à  $3600 \text{ kg m}^{-3}$ ).

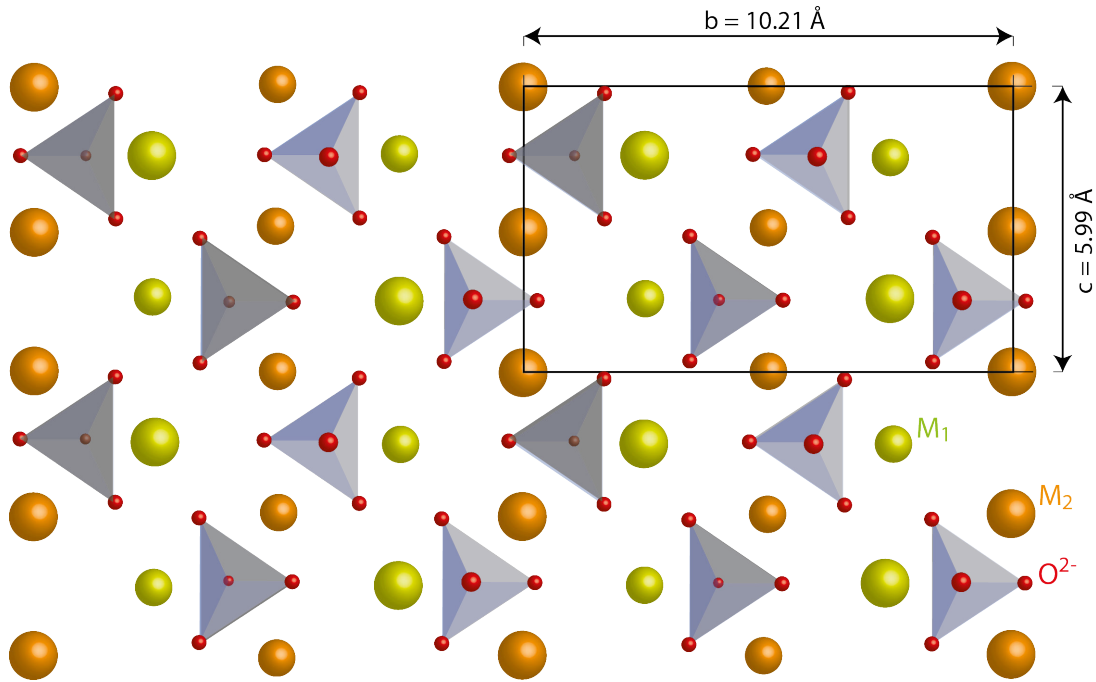


FIGURE 1.24 – Représentation 2D de la maille du cristal d'olivine. Les tétraèdres de silice  $\text{SiO}_4^{4-}$  (bleu) sont isolés par des espaces octaédriques hébergeant les cations  $\text{Mg}^{2+}$  ou  $\text{Fe}^{2+}$ . Les atomes d'oxygène sont représentés en rouge. Les sites octaédriques M1 et M2 occupés par les cations sont respectivement repérés en vert et en orange.

L'olivine est un matériau anisotrope orthotrope, i.e. il possède trois plans de symétrie mutuellement orthogonaux. Ces propriétés de symétrie permettent de définir son comportement élastique par neuf modules élastiques. En conditions de  $P$  et  $T$  ambiantes, le tenseur des rigidités  $[C]$  de l'olivine de San Carlos peut donc s'écrire (Liu *et al.*, 2005) :

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} 320.5 & 68.1 & 71.6 & 0 & 0 & 0 \\ 68.1 & 196.5 & 76.8 & 0 & 0 & 0 \\ 71.6 & 76.8 & 233.5 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 71.6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 64.0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 77.0 \end{pmatrix}$$

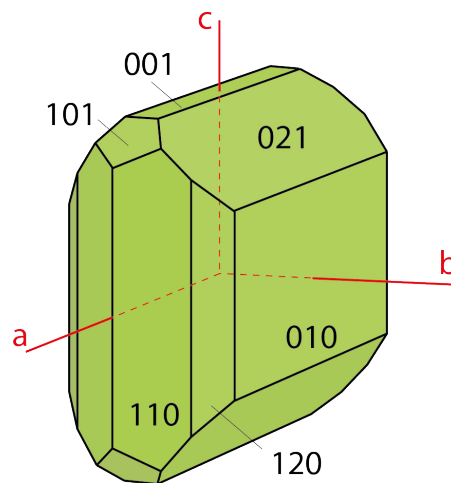


FIGURE 1.25 – Représentation 3D d'un cristal d'olivine par ses plans cristallographiques. Figure inspirée de *Deer et al.* (1992).

De nombreuses études ont étudié l'effet de la pression sur la déformation de l'olivine (e.g. *Bai & Green*, 1998; *Borch & Green*, 1987; *Green & Borch*, 1987; *Karato & Jung*, 2003; *Li et al.*, 2004, 2006; *Raterron et al.*, 2007, 2004). L'impact de la température a également été largement étudié (e.g. *Evans & Goetze*, 1979; *Demouchy et al.*, 2009, 2014; *Druiventak et al.*, 2012; *Hilairt et al.*, 2012). En particulier, la relaxation des contraintes par chauffage (*Druiventak et al.*, 2012) et la résistance maximale en compression en fonction de la température (*Demouchy et al.*, 2014) ont été étudiées. L'étude de ce minéral a notamment permis d'obtenir des contraintes expérimentales sur la résistance mécanique à l'échelle lithosphérique (e.g. *Brace & Kohlstedt*, 1980; *Kohlstedt et al.*, 1995; *Mei et al.*, 2010).

Parmi les facteurs influençant la déformation plastique, on compte aussi la fugacité de l'eau [Figure 1.9], qui a un fort impact sur les processus de diffusion et donc sur les mécanismes de fluage de l'olivine (*Mei & Kohlstedt*, 2000a,b; *Mei et al.*, 2002).

Remarque : Guidé par l'étymologie, on pourrait définir la fugacité comme la « capacité à vouloir s'enfuir ». En fait, la fugacité renseigne sur l'interaction que l'eau entretient avec son environnement.

### 1.5.2 Serpentine, antigorite, brucite : un point pour comprendre

La serpentinite est présente un peu partout, sur tous les continents et dans tous les archipels (*Evans et al.*, 2013). Quand on cherche bien, on peut la trouver dans toutes les chaînes de montagnes. Staten Island, Nouvelle-Calédonie, Québec, Alpes Italiennes, Pyrénées Françaises, la serpentinite affleure le plus souvent associée à des massifs de péridotite ou des écailles de plancher océanique. Relativement peu dense ( $\approx 2700 \text{ kg m}^{-3}$ ), elle participe à la remontée d'écailles plus denses, telles que les éclogites par exemple, lors de la constitution des massifs internes (e.g. *Hirth & Guillot*, 2013; *Schwartz et al.*, 2001). Coincée au niveau de sutures orogéniques, elle peut par exemple de teinte vert sombre traversée de fractures arborescentes blanchâtres à vertes claires. Elle abonde particulièrement en Californie, ce qui lui vaut d'avoir été intronisée roche officielle de cet Etat. C'est notamment dans la serpentinite qu'est ancrée la pile sud du Gloden Gate.

#### 1.5.2.1 Serpentinisation, serpentines et serpentinite

En fonction des contextes géodynamiques, différentes réactions peuvent affecter de grands volumes de roche. Par exemple, lors de l'exhumation du manteau au niveau des dorsales lentes, les péridotites subissent un processus d'hydratation : la serpentinisation. Il s'agit d'un processus métamorphique de basse température ( $< 500 \text{ }^\circ\text{C}$ ). L'olivine  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  et l'enstatite  $\text{Mg}_2\text{Si}_2\text{O}_6$  réagissent alors avec l'eau circulant dans les roches à quelques centaines de mètres sous le plancher océanique ( $\sim 100 \text{ }^\circ\text{C} < T < \sim 500 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

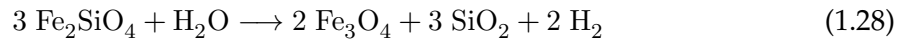
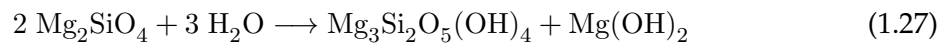
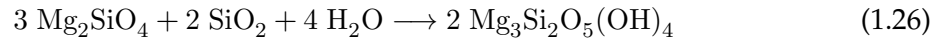
La molécule d'eau ne mesure que  $\approx 3 \text{ \AA}$  et sa liaison O-H  $\approx 1 \text{ \AA}$ . Elle peut donc facilement se retrouver piégée à l'état d'impureté dans une maille cristalline. D'autre part, la liaison faible O:H lui confère des propriétés physico-chimiques exceptionnelles, lui permettant notamment d'être, comme quelques corps purs, plus dense à l'état liquide qu'à l'état solide. Les molécules d'eau s'échangent des protons  $\text{H}^+$  en permanence, via la dissociation ionique qui s'écrit :



Les ions hydronium  $\text{H}_3\text{O}^+$  et hydroxyle  $\text{HO}^-$  peuvent alors se lier aux anions et aux cations des minéraux, et prendre leur place.

Lorsque l'eau entre en contact avec la péridotite en conditions de sub-surface, une réaction d'oxydation de  $\text{Fe}^{2+}$  par les  $\text{H}^+$  mène à la libération d'hydrogène  $\text{H}_2$  et une hydrolyse intègre les  $\text{OH}^-$  à la structure de l'espèce minérale, l'obligeant à s'organiser en feuillets. Au cours du processus, des cristaux de magnétite  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  et de brucite  $\text{Mg}(\text{OH})_2$  se forment et l'eau se charge en silice  $\text{SiO}_2$  et en ions  $\text{Mg}^{2+}$ .

Pour l'olivine, dans le système MSH, on peut résumer la situation ainsi :



Le talc  $\text{Mg}_3\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$  et la chlorite  $\text{Mg}_6\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_8$  sont d'autres produits d'hydratation potentiels, ainsi que l'awaruite  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  ou le fer métal.

Une grande quantité d'eau est absorbée par la roche au cours du processus de serpentinisation, abaissant la densité de 3300 à 2700  $\text{kg m}^{-3}$ , pour une augmentation de volume de 30 à 40 %. La réaction est fortement exothermique et peut augmenter la température de la roche de plus de 250 °C, à l'origine d'une circulation hydrothermale sans aucun rapport avec quelque activité volcanique que ce soit. L'hydrogène gazeux formé en conditions anaérobies par la formation de la magnétite entraîne la réduction des carbonates et des sulfates, ce qui produit du méthane et du sulfure d'hydrogène, mélange propice aux microorganismes chimiotrophes. La présence de  $\text{CO}_2$  favorise la formation de magnésite  $\text{MgCO}_3$  et de  $\text{CH}_4$ . En bref, la serpentinisation est aujourd'hui la source la plus crédible pour l'origine de la Vie (*Guillot & Hattori, 2013*).

Les minéraux de serpentine sont les produits majoritaires constituant la serpentinite. La lizardite et le chrysotile se forment généralement entre  $\sim 100$  et  $\sim 300\text{-}400$  °C ; l'antigorite peut se former jusqu'à  $\sim 600$  °C. Le degré de serpentinisation dépend de la composition initiale des roches et de la capacité de l'eau à y percoler et faire circuler les produits peu solubles vers l'extérieur. Pour l'olivine de San Carlos seule, la serpentinisation nécessite l'ouverture de fractures pour l'évacuation de l'excès d'ions  $\text{Mg}^{2+}$ , ce qui est de plus en plus difficile en profondeur. Au moins 3% de la surface de la Terre est constituée de serpentinite et de péridotite serpentinisée (*Guillot & Hattori, 2013*). La serpentinite pourrait constituer 25 % de la partie supérieure de la lithosphère océanique (*Cannat et al., 2010*).

### 1.5.2.2 L'antigorite, serpentine de haute température

L'antigorite [Figure 1.26], définie et nommée en 1840 dans la Vallée d'Antigorio [Figure 1.27] par Mathias Eduard Schweizer, est un phyllosilicate de magnésium et de fer. Son système cristallin est monoclinique. L'antigorite forme, avec la lizardite, le chrysotile (amiante), et une foule de phyllosilicates mineurs, la famille des serpentines.

On peut en trouver des volumes conséquents en Corse alpine, non loin des mines d'amiante. L'antigorite se présente en volume d'un vert très sombre. Hormis la présence de quelques particules de carbone organique et de carbonates, l'antigorite de Corse est relativement pure et peut être considérée représentative de l'antigorite actuellement présente à l'aplomb des zones de subduction.

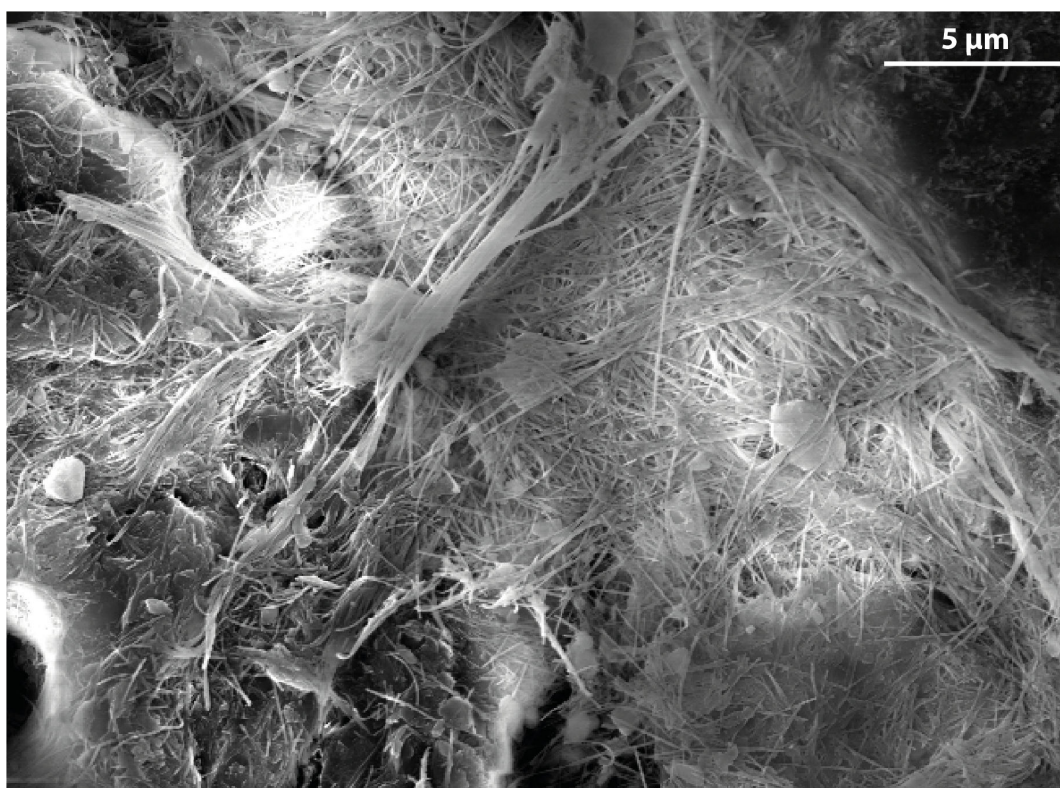


FIGURE 1.26 – Antigorite de Corse observée en microscopie électronique à balayage. Image réalisée par détection des électrons secondaires, mode classique d'observation de la morphologie de surface. La surface bombardée d'électrons est une cassure fraîche. L'antigorite montre bien son organisation fibres et en plaquettes. Quelques petits grains micrométriques de carbonate de calcium et de carbone organique sont repérés. ©DamienDeldicque

L'antigorite est la variété de serpentine de haute température. On parle parfois de polymorphe par abus de langage ; en fait, la chimie de l'antigorite n'est pas tout-à-fait celle d'une lizardite ou d'un chrysotile.

La formule chimique exacte d'une antigorite est  $M_{3m-3}T_{2m}O_{5m}(OH)_{4m-6}$  avec  $m = 14$  à  $23$  et  $M$  et  $T$  sont les ions occupant respectivement les sites octaédriques et tétraédriques. La formule chimique approximative des serpentines est :  $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$  ; celle de l'antigorite purement magnésienne est précisément :  $Mg_{48}Si_{34}O_{85}(OH)_{62}$ . Le feuillet d'antigorite consiste en la superposition d'une couche T de tétraèdres de silice  $Si_2O_5^{2-}$  et d'une couche O d'octaèdres de brucite  $Mg_3(OH)_4^{2+}$  ( $3400 \text{ kg m}^{-3}$ ) contenant quelques oxydes de fer  $Fe_3(OH)_4^{2+}$  : sites octaédriques contenant les cations  $Mg^{2+}$  et  $Fe^{2+}$ . Entre deux feuillets se trouve l'eau, i.e. groupements hydroxyles de la brucite. De l'eau moléculaire peut également se trouver piégée dans la roche, mais elle ne fait pas partie de la structure des serpentines.

Les serpentines sont les minéraux les plus hydratés des zones de subduction. Les liaisons entre les couches T et O sont iono-covalentes alors que les feuillets sont liés par des



FIGURE 1.27 – Vue de la vallée d’Antigorio et du Monte Gorio depuis le flanc sud du Monte Cistella (gauche) et vue du Monte Gorio depuis la vallée d’Antigorio (droite, 2<sup>nd</sup> plan) où se trouve le gneiss de la fenêtre de Verampio (droite, 1<sup>er</sup> plan), élément zéro de la tectonique alpine selon Argand, pionnier de la recherche géologique des nappes penniques. Photographie de droite par ©StefanNielsen, dont le village est visible sur la photo de gauche.

liaisons hydrogènes. Les serpentines sont des phyllosilicates hydratés à motifs TO, trioc-taédriques. On distingue trois types structuraux principaux : l’antigorite, la lizardite, le chrysotile (Wicks & Whittaker, 1975; Wicks & O’Hanley, 1988; Mével, 2003). D’autres formes existent, comme par exemple la serpentine polygonale (Andreani et al., 2008).

Pour l’antigorite, la maille cristalline mesure  $\approx 43,62 \text{ \AA}$  de long sur  $\approx 9,208 \text{ \AA}$  de large et  $\approx 7,2716 \text{ \AA}$  de profondeur, pour un volume de  $\approx 2918,1 \text{ \AA}^3$  [Figure 1.28]. La particularité de l’antigorite est le retournement périodique de ses feuillets (selon l’axe c) assurant la présence de liaisons iono-covalentes entre les feuillets. La configuration la plus stable est celle dont la longueur d’onde (selon l’axe a) correspond à 17 tétraèdres (8 dans un sens, 9 dans l’autre). La géométrie de l’antigorite est ainsi un équilibre complexe entre la force des liaisons iono-covalentes et des liaisons hydrogène.

Les sites octaédriques et tétraédriques peuvent être occupés par d’autres ions, tels que l’aluminium  $\text{Al}^{3+}$ , le fer  $\text{Fe}^{3+}$  ou le nickel  $\text{Ni}^{2+}$ , ce qui influe sur ses propriétés physico-chimiques. Par exemple, sa teneur en  $\text{Al}^{3+}$  augmente significativement la pression et la température que l’antigorite peut endurer (Ulmer & Trommsdorff, 1995). Ainsi, sous 2 GPa de pression, l’antigorite supporte au maximum 650 à 720 °C en fonction de variations géochimiques et des conditions de drainage.

L’élasticité de l’antigorite a été étudiée à l’aide de la spectrométrie Brillouin en conditions ambiantes (Bezacier et al., 2010). Le tenseur des rigidités [C] d’un cristal d’antigorite peut être :

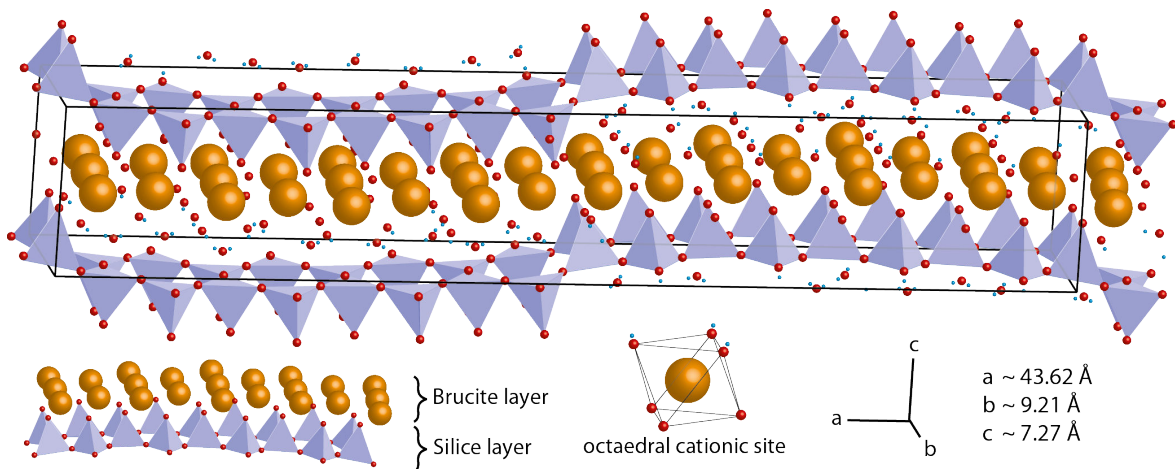


FIGURE 1.28 – Structure 3D de l’antigorite. Voir la légende de la Figure 1.24. Les protons ( $H^+$ ) des molécules d’eau et des groupements hydroxyles sont représentés par des petites sphères bleues. Par souci de clarté, la géométrie du site octaédrique est représentée à part, montrant la position des six oxygènes qui constituent les angles de l’octaèdre. Figure inspirée de Uehara (1998).

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} 208.4 & 66.2 & 15.9 & 0 & 2.4 & 0 \\ 66.2 & 201.6 & 5.0 & 0 & -4.4 & 0 \\ 15.9 & 5.0 & 96.7 & 0 & 2.5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 17.4 & 0 & -13.1 \\ 2.4 & -4.4 & 2.5 & 0 & 18.3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -13.1 & 0 & 65.0 \end{pmatrix}$$

Les vitesses des ondes sismiques dans les serpentines sont faibles ( $c_P = 5,5 \text{ km s}^{-1}$  ;  $c_S = 2,6 \text{ km s}^{-1}$ ), ce qui correspond à un coefficient de Poisson (dilatation radiale perpendiculaire à la compression) particulièrement haut ( $\approx 0,4$ ) soit le double de celui d’une péridotite (Christensen, 2004).

Il y a 20 ans, il a été démontré qu’une faible fraction de serpentine a un fort impact sur la rhéologie des péridotites (Escartin *et al.*, 1997a, 2001). Une fraction de serpentines (lizardite et chrysotile) de 10-15 % suffit à rendre la rhéologie de la péridotite comparable à celle d’une serpentinite : la résistance en compression chute de  $\approx 2/3$  pour  $\sigma_n < 0,5 \text{ GPa}$  (Escartin *et al.*, 2001). La particularité structurale des phyllosilicates, évoquées en **section 1.2.2**, est le principal facteur contrôlant leur rhéologie et leur influence sur la rhéologie globale de la roche. Chaque espacement entre deux feuillets constitue un plan de faiblesse à une certaine échelle. Plus cette échelle se rapproche de l’échelle de l’échantillon testé, plus l’impact est grand. Donc plus l’épaisseur des feuillets est grande, plus la résistance de la roche diminue. Et, justement, parmi la grande famille des argiles le groupe des serpentines et kaolinite est celui dont la résistance au cisaillement est la moins éloignée de celle des minéraux non-phyllosilicates. La rupture non-dilatante observée dans les serpentines est



liée à la très faible résistance au cisaillement selon le plan de clivage (001) (Escartin *et al.*, 1997b). Cette rupture des phyllosilicates est associée à un endommagement très faible de la roche localisé au voisinage de la faille. Au cours d'une telle rupture, la porosité n'augmente pas, ce qui n'empêche cependant pas les microfailles (i.e. surfaces potentiellement réactives) de se mettre alors en place.

### **1.5.3 Serpentine, déformation aismique et chemins de l'eau**

#### **1.5.3.1 Un chef d'orchestre sur tous les théâtres**

Depuis une vingtaine d'années, la serpentinite est de plus en plus étudiée et observée (e.g. Auzende *et al.*, 2004; Hilairet *et al.*, 2007; Hilairet, 2007; Bezacier *et al.*, 2010; Evans *et al.*, 2013; Guillot & Hattori, 2013; Hattori & Guillot, 2003, 2007; Hirth & Guillot, 2013). À présent, elle apparaît tenir une fonction essentielle dans nombre de processus tectoniques, tels que l'hyperextension et l'exhumation de manteau lors de l'ouverture des océans (e.g. Manatschal, 2004; Lagabrielle *et al.*, 2010; Sibuet *et al.*, 2007; Bronner, 2013; Ferrand, 2012, 2013), le fonctionnement des failles transformantes et des grands cisaillements océaniques (Deplus *et al.*, 1998; Delescluse & Chamot-Rooke, 2007; Hill *et al.*, 2015; Antolik *et al.*, 2006; Henry, 2000; Abercrombie & Ekström, 2001), l'exhumation de roches métamorphiques denses dans les massifs cristallins internes (Guillot *et al.*, 2001; Mizukami & Wallis, 2005; Horodyskyj *et al.*, 2009; Agard *et al.*, 2009), l'hydratation de la plaque chevauchante et la serpentinitisation du coin mantellique d'avant-arc (e.g. Hyndman & Peacock, 2003; Rüpke *et al.*, 2004), l'anisotropie sismique dans les systèmes en subduction (e.g. Long & Silver, 2008; Katayama *et al.*, 2009; Katayama, 2009; Brownlee *et al.*, 2013), et même l'initiation de la subduction (Hilairet, 2007; Hilairet *et al.*, 2007). Une synthèse sur l'importance des serpentines dans les systèmes de subduction a été publiée par Reynard (2013).

Le rôle de l'antigorite dans le recyclage de l'eau dans le manteau profond est également en question (e.g. Thompson, 1992; Rüpke *et al.*, 2004; Kawakatsu & Yoshioka, 2011) même si d'autres phases hydroxylées sont susceptibles de transporter des quantités d'eau comparables vers les profondeurs, telles que la pargasite par exemple (Green *et al.*, 2010) ou les autres phases hydratées localisées à proximité de l'interface de subduction (Kawakatsu & Yoshioka, 2011; Reynard *et al.*, 2010). Enfin, elle tient une place centrale dans le débat de l'origine de la sismicité intermédiaire, notamment au niveau du Plan de Wadati-Benioff inférieur (e.g. Peacock, 2001; Dobson *et al.*, 2002; Hacker *et al.*, 2003a; Jung *et al.*, 2004), bien qu'un certain nombre d'études récentes aient permis de remarquer que la déformation d'antigorite seule n'induit pas de sismicité en laboratoire (Gasc *et al.*, 2011, submitted; Chernak & Hirth, 2010, 2011; Proctor & Hirth, 2015). L'antigorite peut bel et bien avoir un comportement cassant dans les conditions proches du plan de Wadati-Benioff inférieur, mais le glissement sur ces failles est stable (Chernak & Hirth, 2011), donc silencieux (Gasc *et al.*, 2011, submitted).

## 1.5 Manteau lithosphérique en subduction et sismicité

---

### 1.5.3.2 Contrôle de la déformation en contexte de subduction

La serpentinisation du coin mantellique à l'aplomb de la zone d'avant-arc (i.e. entre la fosse et la chaîne volcanique) vient de l'altération hydrothermale de la péridotite (Fyfe & McBIRNEY, 1975). En effet, alors que l'arrière-arc est trop chaud ( $> 800$  °C) pour permettre la stabilité de phases hydratées, le coin mantellique est relativement froid ( $400 \sim 600$  °C) du fait de sa proximité avec le toit de la plaque plongeante. La serpentine y est stable (Bostock *et al.*, 2002; Hyndman & Peacock, 2003) et sa présence pourrait expliquer l'anisotropie sismique parallèle à la fosse (Katayama *et al.*, 2009).

La tomographie sismique y a montré une faible vitesse des ondes et un très haut coefficient de Poisson (Kamiya & Kobayashi, 2000; Bostock *et al.*, 2002; DeShon *et al.*, 2004; Seno, 2005), ce qui indique un haut degré de serpentinisation. Les diapirs de serpentinite souvent observés dans les régions d'avant-arc attestent d'une serpentinisation significative du manteau (Fryer *et al.*, 1995). La faible résistance mécanique de la serpentinite explique l'absence de sismicité dans le coin mantellique (Hyndman & Peacock, 2003) et le glissement stable dans la serpentinite pourrait empêcher la contrainte d'augmenter et ainsi contrôler la profondeur des séismes compressifs (Tichelaar & Ruff, 1993; Hyndman *et al.*, 1997; Oleskevich *et al.*, 1999; Peacock & Hyndman, 1999; Seno, 2005; Hilaiet *et al.*, 2007).

On pourrait imaginer que des écailles du coin mantellique puissent être arrachées et emportées dans le chenal de subduction, contribuant alors par leur déshydratation au magmatisme de subduction (Davies & Stevenson, 1992; Hacker *et al.*, 2003a). Or, des études géochimiques montrent que le volcanisme de subduction porte la signature du panneau lithosphérique plongeant (Elliott *et al.*, 1997).

### 1.5.3.3 Participation au cycle géologique de l'eau

De grandes quantités d'eau passent dans le manteau au niveau des zones de subduction via les minéraux hydratés. Une partie de cette eau est libérée par les réactions de déshydratation et passe dans la plaque chevauchante où elle participe à la fusion partielle de la péridotite. Mais, selon les conditions de pression, de température et d'équilibre chimique, certaines phases hydroxylées sont plus stables que d'autres.

La serpentine est le minéral hydraté majoritaire. Elle peut contenir  $\sim 13$  % pds d'eau. C'est donc le plus grand transporteur d'eau dans le manteau (Ulmer & Trommsdorff, 1995). Les phases hydratées présentes à 65 km (2 GPa), ne sont pas stables à 250 km (7,5 GPa), et il existe une corrélation entre les réactions de déshydratation et la sismicité jusqu'à cette profondeur (Zhang *et al.*, 2004; Green *et al.*, 2010). Lors de la déstabilisation de ces phases, toute l'eau ne parvient pas à trouver un chemin vers la surface, et une partie non-négligeable intègre la structure de nouveaux minéraux. Par exemple, la clinohumite (4 olivines + 1 brucite) est capable d'emmener l'eau jusqu'à la zone de transition, à  $\sim 400$  km de profondeur (Scambelluri *et al.*, 1991; Stalder & Ulmer, 2001).

La phase A est stable à partir de 190 km, i.e. 6 GPa, dans les zones de subduction les plus froides, en-dessous de 700 °C (Thompson, 1992; Fumagalli & Poli, 2005; Komabayashi et al., 2005a) et jusqu'à plus de 400 km, i.e. 12 GPa, 1000 °C (Komabayashi & Omori, 2006). Elle permet à l'eau de transiter depuis le champ de stabilité de l'antigorite vers celui de la wadsleyite et de la ringwoodite (Rüpkke et al., 2004), qui peuvent contenir 3 % pds d'eau (e.g. Kohlstedt et al., 1996). L'hydratation de la wadsleyite s'effectue alors par protonation (Smyth, 1997; Jacobsen et al., 2005; Sano-Furukawa et al., 2011), puis elle conserve l'eau en devenant ringwoodite vers 520 km. Plus en profondeur (> 700 km), d'autres phases hydratées existent dans le manteau inférieur, jusqu'à la discontinuité de Gutenberg (e.g. Nishi et al., 2014).

Dans la zone de transition, la présence avérée d'olivine métastable (Lidaka & Suetsugu, 1992; Chen & Brudzinski, 2001; Kaneshima et al., 2007; Jiang et al., 2008; Kawakatsu & Yoshioka, 2011) interroge sur l'impact de l'eau sur cette métastabilité. Certains auteurs ont même envisagé que la zone de transition du manteau supérieur et le manteau inférieur ne contiennent pas d'eau (Green et al., 2010; Kawakatsu & Yoshioka, 2011). D'autres auteurs concluent, au regard des nombreuses phases de haute pression hydratées récemment découvertes, que la présence d'eau dans les slabs n'est pas compatible avec la métastabilité de l'olivine (Ohtani & Litasov, 2006; Diedrich et al., 2009). Cela signifie que les phases hydratées de haute pression ne sont probablement pas positionnées au même endroit à l'intérieur du slab que l'olivine métastable. Cette ségrégation minérale à grande profondeur pourrait tirer son origine de la structure initiale de la lithosphère plongeant en subduction, comme le plan de Wadati-Benioff inférieur.

La compréhension du comportement de l'antigorite et de son lien avec la sismicité intermédiaire et notamment celle du plan de Wadati-Benioff inférieur est primordiale pour la compréhension du cycle géologique de l'eau.

### 1.5.4 Transformations minérales, changements de volume et sismicité

En profondeur, avec l'augmentation de pression et de température, certains minéraux peuvent voir leur configuration cristallographique changer radicalement. Les atomes constituant ces minéraux se réarrangent vers des géométries plus compactes, ce qui augmente la densité des roches et la vitesse des ondes élastiques qui les traversent.

La transition de phase est une transformation réversible entre deux états d'équilibre. On considère que le passage de la phase  $\alpha$  à la phase  $\beta$  à la température  $T$  s'effectue à pression constante. Cette pression de changement d'état  $P_{\alpha \rightarrow \beta}$  varie avec  $T$ . À l'équilibre, cette dépendance est donnée par la formule de Clapeyron :

$$\frac{P_{\alpha \rightarrow \beta}}{T} = \frac{L_{\alpha \rightarrow \beta}}{T \Delta V} , \quad (1.29)$$

où  $L_{\alpha \rightarrow \beta} = H_{\beta} - H_{\alpha}$  est la chaleur latente associée à la transformation, i.e. la variation d'enthalpie, dépendant également de  $T$ , et  $\Delta V = V_{\beta} - V_{\alpha}$  à  $T$  et  $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ . On représente cette évolution sur un diagramme pression-température, ou diagramme de phase (e.g. diagramme de l'eau) [Figure 1]. La pente de Clapeyron  $\frac{dP}{dT}$  indique alors clairement si la variation de volume  $\Delta V$  provoquée par la transformation est positive ou négative.

Dans le cas d'une réaction chimique, on peut également utiliser la formule de Clapeyron. La variation d'enthalpie associée à la réaction s'écrit alors :

$$\Delta H = \int_0^{\xi} \Delta_r H d\xi , \quad (1.30)$$

où  $\Delta_r H$  est l'enthalpie de réaction, i.e. la variation d'enthalpie du mélange réactionnel pour un avancement  $\xi$  de la réaction d'une mole. À pression constante, cette variation d'enthalpie est égale à la chaleur consommée ou libérée par la réaction. Une enthalpie de réaction négative signifie que la réaction est exothermique ; une enthalpie de réaction positive signifie que la réaction est endothermique.

Pour comparer les zones de subduction les unes avec les autres, on peut définir le paramètre thermique  $\kappa$ , homogène à une longueur, tel que :

$$\kappa = A V_z , \quad (1.31)$$

où  $A$  est l'âge de la plaque plongeante et  $V_z$  la composante verticale de la vitesse de plongement (Kirby *et al.*, 1996). Lorsque  $\kappa$  est grand (e.g. Kermadec-Tonga,  $\kappa > 4000$  km), on enregistre des séismes à des profondeurs dépassant 300 km. Dans ce cas, la chaleur n'a pas le temps de diffuser dans tout le volume du slab et les transformations minérales peuvent tarder à se faire. On parle alors de « métastabilité », dans son sens le plus large, alors que les minéraux sont en fait simplement stables un peu plus longtemps.

Selon les conditions dans lesquelles les minéraux franchissent leur limite de stabilité, ils peuvent ou non rester métastables *sēnsū stricto*. Ces minéraux métastables emmagasinent de l'énergie à mesure qu'ils s'éloignent de leurs conditions d'équilibre thermodynamique. Une énergie d'activation (e.g. sollicitation mécanique) suffit alors à déclencher la réaction, qui passe alors de bloquée à quasi-instantanée. Une variation de volume positive ou négative s'exprime alors par une explosion ou une implosion.

En 2013 s'est produit le plus gros séisme profond jamais enregistré ( $M_w$  8,3), à la surprise de nombreux sismologues, sous la Mer d'Okhotsk, au large du Kamchatka (Ye *et al.*, 2013). Une énergie comparable à celle de l'explosion de 35 MT de TNT a alors été libérée à 609 km de profondeur. Durant des dizaines d'années, il n'a pas été possible d'enregistrer un signal lié à une variation de volume. On imaginait d'abord qu'une explosion ou une implosion ne générerait pas d'ondes S, mais uniquement des ondes P, alors que les séismes intermédiaires et profonds génèrent beaucoup d'ondes S et quasiment autant d'ondes P (Honda, 1932, 1934; Koning, 1942). Malgré de nombreuses études (Kawakatsu, 1996, 1991; Hara *et al.*, 1996; Okal, 1996), la composante isotrope de la source sismique (moment isotrope  $M_1$ ) ne pouvait alors pas être mise en évidence, principalement à cause d'un manque de résolution des réseaux de stations sismologiques, mais aussi à cause du mode de traitement des données, focalisé sur le moment double-couple ( $M_0$ ). Même suite au séisme en Bolivie de 1994, deuxième plus gros séisme profond (637 km,  $M_w$  8,2), cette composition en implosion échappait aux efforts des sismologues (Hara *et al.*, 1995, 1996; Okal, 1996).

Des explosions nucléaires réalisées dans des régions soumises à des contraintes tectoniques relativement non-négligeables (Kazakhstan) ont montré que  $M_0$  pouvait égaler  $M_1$  (Ekström & Richards, 1994). L'énergie libérée au moment de l'explosion peut en effet déclencher le relâchement des contraintes. Suite au séisme d'Okhotsk, c'est bien un phénomène similaire qui a enfin été confirmé pour les séismes profonds : l'implosion associée à la transition de phase de l'olivine a déclenché un séisme en déstabilisant le champ de contrainte à l'intérieur du slab profond (Okal *et al.*, 2014; Okal, 2013).

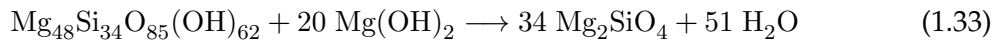
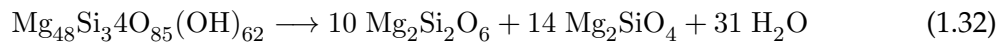
La transformation engendrerait une augmentation soudaine et locale de la contrainte différentielle à proximité, provoquant une migration de la transformation. De proche en proche, la transformation pourrait ainsi se propager. La formation de failles par transformation, ou « transformational faulting » (Kirby *et al.*, 1991) est donc possible jusqu'au bas de la zone de transition du manteau supérieur, comme le suggèrent par ailleurs sa reproduction expérimentale dans l'olivine de germanium (Green & Burnley, 1989; Schubnel *et al.*, 2013).

### 1.5.5 Stabilité de l'antigorite et séismes intermédiaires

Les réactions écrites en *section 1.5.2*, exothermiques, peuvent s'inverser si suffisamment de chaleur est apportée au système. Elles ont toutes un équivalent inverse à haute température : ces réactions participent à la déstabilisation de l'antigorite.

Dans la mesure où la déstabilisation de l'antigorite pourrait être la cause d'une sismicité intermédiaire, il est primordial de vérifier si les séismes effectivement observés dans les zones de subduction coïncident avec les limites du champ de stabilité de ce minéral. La Figure 1.29 présente la sismicité dans le manteau de cinq panneaux lithosphériques en subduction au Japon et au large de la côte ouest des États-Unis dans un diagramme de phase où sont indiquées les limites de stabilité de l'antigorite, i.e. équation 1.32 (*Wunder & Schreyer, 1997*), et de la chlorite (*Hacker et al., 2003b*). On peut ajouter la limite de stabilité de l'antigorite dans un milieu riche en brucite, i.e. équation 1.33 (*Evans & Goetze, 2004; Schwartz et al., 2013*).

Les deux limites de stabilité de l'antigorite, en l'absence ou en présence de brucite, s'écrivent ainsi :



Dans les zones de subduction chaudes de Kii et Tokai, au sud du Japon, le slab est relativement jeune ( $\sim 45$  Ma) et il semble que les séismes intermédiaires ne se déclenchent dans le manteau qu'à partir du moment où la réaction 1.33 a commencé. En revanche, pour Cascadia ( $\sim 30$  Ma), sur la côte ouest du continent nord américain, les séismes ne se déclenchent qu'à partir du début de la réaction 1.32. Enfin, sous Hokkaido et Tōhoku, zones de subduction froides ( $> 150$  Ma, slab épais), des séismes se déclenchent à plus basse température et à plus haute pression, mais on note une augmentation franche de la sismicité lorsque commence la réaction 1.33. Les séismes intermédiaires affectant le manteau dans cet échantillon représentatif de zones de subduction (*Hacker et al., 2003b; Abers et al., 2006, 2013*) semblent donc bien liés à la déstabilisation de l'antigorite dans tous les cas, même si une minorité de séismes se déclenchent par un autre mécanisme dans les zones de subduction froides. Ces séismes de plus basse température pourraient être dus à la déstabilisation d'autres serpentines.

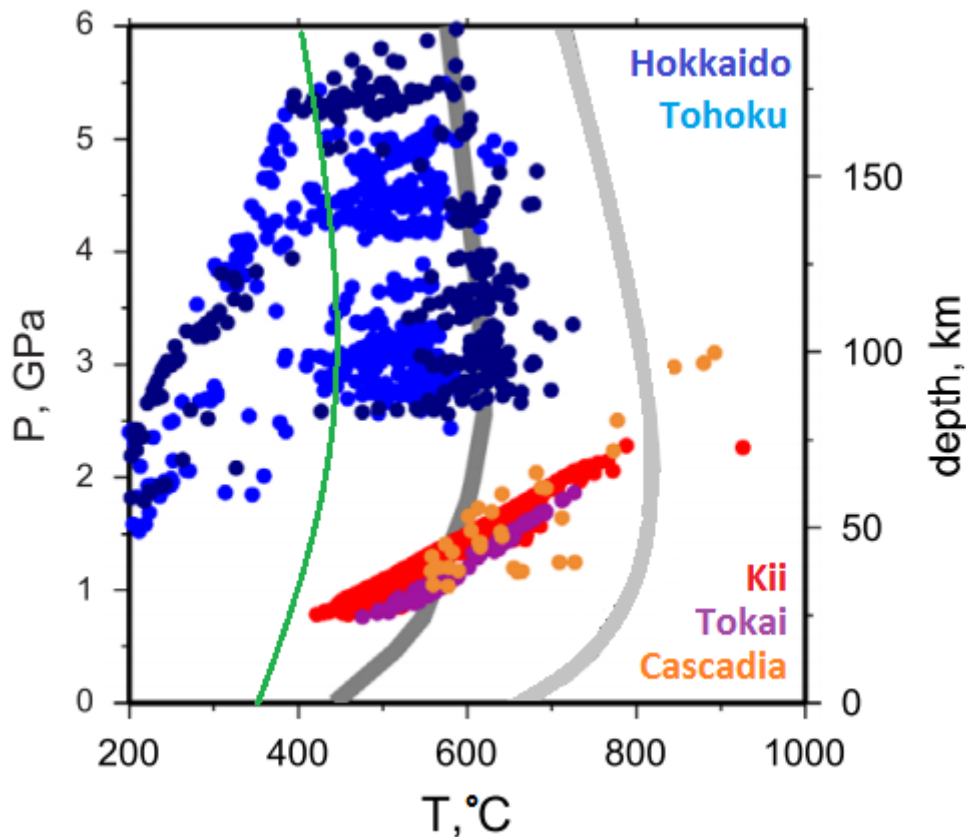


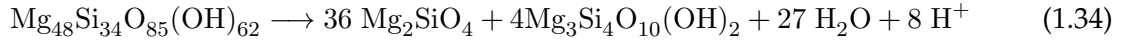
FIGURE 1.29 – Pressions et températures associées aux séismes intermédiaires dans le manteau supérieur. Les lignes gris foncé et gris clair indiquent respectivement les limites calculées de stabilité de l'antigorite à 600-650 °C et de la chlorite à 700-800 °C (Hacker *et al.*, 2003a). La ligne verte correspond à la limite de stabilité de l'antigorite en présence de brucite (Schwartz *et al.*, 2013). Chaque couleur de points correspond à une zone de subduction. Figure adaptée de Abers *et al.* (2013).

Au-dessus de 3 GPa, la réaction 1.32, étudiée durant cette thèse, met en jeu une phase intermédiaire proche du talc, nommée "talc-like" (Gasc *et al.*, 2011; Chollet *et al.*, 2011; Perrillat *et al.*, 2005). Cette phase, dont l'occurrence naturelle a récemment été observée (Tarling *et al.*, 2016), fait partie d'une famille de minéraux plus ou moins stables selon les conditions de pression et de température (Bish & Brindley, 1978) dont la phase 10-Å (Inoue *et al.*, 2009; Fumagalli *et al.*, 2001; Comodi *et al.*, 2006; Fumagalli & Stixrude, 2007), stable à plus haute pression (> 5 GPa (Komabayashi *et al.*, 2005b).

## 1.5 Manteau lithosphérique en subduction et sismicité

---

Pour des pressions inférieures à 2 GPa, des expériences (*Perrillat et al.*, 2005) ont montré que la déshydratation était un processus en deux étapes [Figure 1.30], qui produit d'abord du talc, à des températures variant selon la pression de 600 et 700 °C :



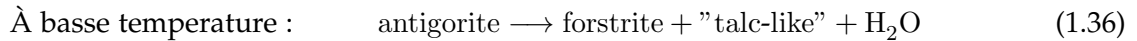
La réaction 1.34 a une pente de Clapeyron positive et est endothermique. Elle produit une augmentation nette du volume total (solide + fluide) de 5 à 6 % ( $\Delta V$  à 1-1.5 GPa ; *Gasc et al.*, 2011).

À plus haute température, le talc réagit avec l'olivine et produit de l'enstatite, ce qui libère un peu d'eau supplémentaire :



La pente de Clapeyron de la réaction 1.35 est négative, et le volume total du volume réactionnel diminue de moins de 1 % ( $\Delta V$  à 4,3 GPa ; *Gasc et al.*, 2011).

Lorsque la pression dépasse 2 GPa, la transformation s'opère également en deux temps :



Jusqu'à récemment (*Tarling et al.*, 2016), la phase "talc-like" n'avait jamais été observée dans des échantillons naturels et son observation se cantonnait à la pétrologie expérimentale. Le degré de similitude entre les occurrences naturelles et expérimentales fait actuellement l'objet de discussions. D'autre part, il faut noter une différence fondamentale : alors qu'à basse pression le volume réactionnel total augmente, à haute pression il diminue, ce qui peut avoir un impact sur la structure de cette phase.

Le comportement mécanique du mélange réactionnel dépend de la cinétique de la réaction (*Wong et al.*, 1997; *Chollet et al.*, 2009). La possibilité de surpression de fluide, et donc d'hydrofracturation, devrait donc elle aussi en dépendre, i.e. dépendre de  $P$ , de  $T$  et de la mesure dans laquelle on dépasse les conditions de stabilité (*Gasc et al.*, 2011).



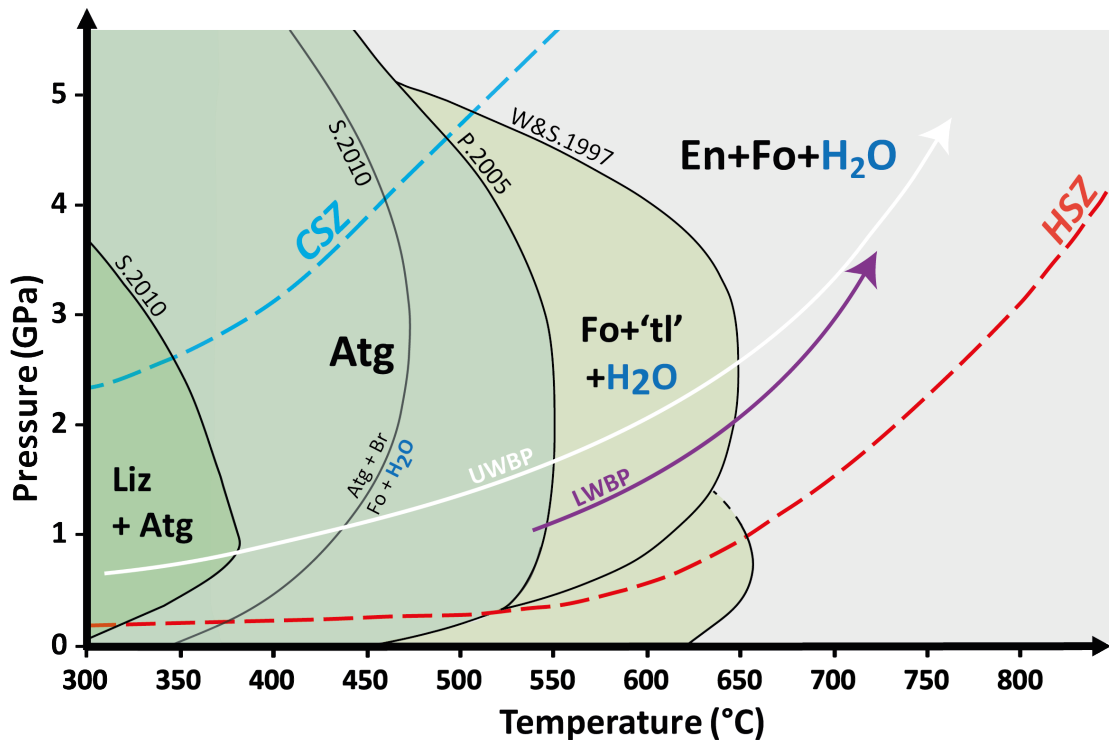


FIGURE 1.30 – Diagramme Pression-Température du système MSH montrant l'évolution P-T subie par un slab standard en subduction. Les lignes noires fines sont les limites de stabilité des différentes phases d'après les études expérimentales précédentes. U/LWBP : Upper/Lower Wadati-Benioff Planes ; C/HSZ : Cold/Hot Subduction Zone ; S.2013 : *Schwartz et al.* (2013) ; P.2005 : *Perrillat et al.* (2005) ; W&S.1997 : *Wunder & Schreyer* (1997).

### 1.5.6 L'apport des études expérimentales précédentes

Les premières expériences (*Raleigh & Paterson*, 1965) ont montré une fragilisation de la serpentine durant sa déshydratation à  $P < 0,5$  GPa, ce qui ne permettait pas d'extrapoler aux pressions correspondant aux séismes intermédiaires ( $> 1$  GPa). Les expériences de *Dobson et al.* (2002) ont produit des émissions acoustiques durant la déshydratation sous pression de péridotites serpentinisées ( $> 90$  % d'antigorite) mais les pistons qui ont rompu au cours de l'expérience. Ensuite, *Jung & Green* (2004) ont montré une fragilisation d'échantillons naturels de péridotite serpentinisée durant leur déshydratation indépendamment de la variation de volume associée (*Jung et al.*, 2004).

Une série d'études (*Chernak & Hirth*, 2010, 2011; *Proctor & Hirth*, 2015) montre quant à elle une déformation distribuée et une localisation de la déformation par glissement stable dans ces conditions représentatives des slabs en subduction ( $5 \text{ }^\circ\text{C min}^{-1}$ ,  $\dot{\epsilon} \sim 10^{-5}$ ). Dans ces conditions, la déstabilisation de l'antigorite seule ne mène pas à l'enregistrement d'émissions acoustiques (*Gasc et al.*, 2011), que  $\Delta V$  soit positif ou négatif (+5 % à 1,3 GPa et -1 % à 4,3 GPa).

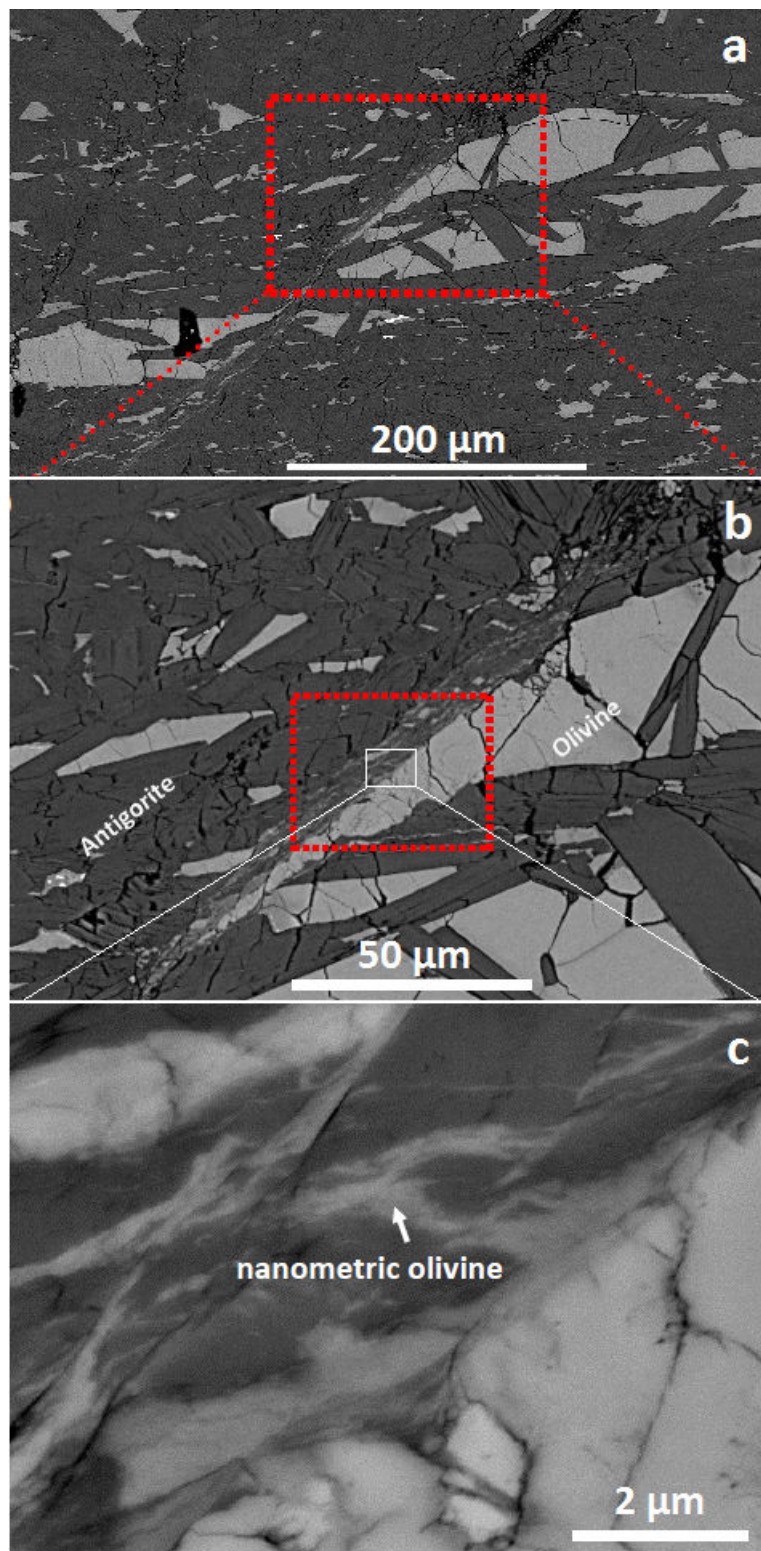


FIGURE 1.31 – Micrographes (MEB) illustrant les résultats de Xia (2013). a) Faille dans un mélange olivine-antigorite montrant un décalage de  $\approx 100 \mu\text{m}$ . b) Zone de faille de  $\approx 8 \mu\text{m}$  d'épaisseur. c) Nano-olivines repérées dans la zone de faille. Expérience réalisée à  $P \approx 1 \text{ GPa}$ ,  $T \approx 720 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\dot{\epsilon} \approx 2,2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ,  $\approx 65 \%$  vol. de serpentinite, i.e.  $\approx 40\%$  d'antigorite.

Une étude expérimentale réalisée sur une presse de type *Griggs* (Xia, 2013) a montré qu'entre 1 et 2,7 GPa, la péridotite serpentinisée se fragilise à 720-750 °C lorsqu'elle est déformée à des vitesses de l'ordre de  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  [Figure 1.31]. Les échantillons sont des assemblages stratifiés de poudres (35 - 75  $\mu\text{m}$ ) d'harzburgite et de serpentinite. Ils présentent des failles après expérience lorsque la fraction d'antigorite est comprise entre 5 % et 40 % (respectivement 8 % et 65 % d'une serpentinite contenant 60 % d'antigorite). Les échantillons à fines stratifications (300  $\mu\text{m}$ ) ne présentent des failles que lorsque leur fraction d'antigorite ne dépasse pas 16 % vol. Dans ces expériences, il est intéressant de noter que les produits de déshydratation se localisent surtout dans les failles et que de larges volumes d'antigorite ( $\sim 1 \text{ mm}^3$ ) ne sont pas déshydratés en fin d'expérience. Ces expériences ont été réalisées sans système d'acquisition acoustique, et ne permettent donc pas de savoir si la localisation de la déformation observée est associée à une rupture dynamique générant des ondes sismiques. En revanche, ces expériences mettent bien en lumière la nécessité de réaliser des expériences en contrôlant la fraction d'antigorite dans les échantillons.

Les expériences de Xia (2013) indiquent que la déserpentinisation semble être la conséquence de l'échauffement frictionnel engendré par le glissement sur les failles, ce qui irait dans le sens d'une transformation minérale provoquée par la mise en place de la faille, i.e. « transformational faulting » (Kirby *et al.*, 1991). Des études complémentaires ( $P < 0,7 \text{ GPa}$ ) permettent d'observer le résultat d'expériences de *stick-slip* dans l'antigorite (Brantut *et al.*, 2016). La déshydratation du plan de faille est à l'origine d'un affaiblissement entraînant la fusion de la surface de faille. Dans la péridotite de Balmuccia, l'affaiblissement par fusion est également observé dans des expériences de *stick-slip* (Passelegue *et al.*, 2016) et de *rotary-shear* (Del Gaudio *et al.*, 2009).

Sur le terrain, dans le massif de Voltri, la serpentinite d'Erro Tobbio, descendue à plus de 100 km de profondeur (e.g. Scambelluri *et al.*, 2004, 1995), présente des figures de déshydratation formant un réseau de chenaux anastomosés (John *et al.*, 2011). En dépit de l'étude de pseudotachylites des péridotites partiellement serpentinisés en Corse (Andersen & Austrheim, 2006; Deseta *et al.*, 2014b,a), à ce jour, aucun lien clair de cause à effet n'a été établi sur le terrain entre la déshydratation de la serpentinite et la nucléation de séisme.

### 1.5.7 Le plan de Wadati-Benioff inférieur : mécanismes envisagés

La localisation de séismes sur le plan de Wadati-Benioff inférieur semble corrélée avec la déstabilisation de l'antigorite, dont la limite de stabilité entre 1 et 4 GPa (30 à 150 km) se situe entre 600 et 650 °C (Peacock, 2001) [Figure 1.6]. La distance entre les plans de Wadati-Benioff supérieur et inférieur dépend de l'âge de la lithosphère plongeant en subduction [Figure 1.32], tout comme les conditions  $P,T$  du plan inférieur [Figures 1.29].

Comme illustré en *section 1.1.4* [Figure 1.5], un mécanisme lié à la déstabilisation de l'antigorite permettrait d'expliquer la double structure sismique dans une grande majorité de zones de subduction [Figure 1.32]. L'orientation des contraintes ne semble pas avoir d'influence sur la distance entre ces plans de sismicité. En outre, quelques cas semblent liés à la déshydratation de la chlorite (Hacker *et al.*, 2003b).

Un certain nombre d'observations sismologiques (*section 1.1.4*) et expérimentales (*section 1.5.6*) suggèrent fortement que l'antigorite joue un rôle dans le déclenchement de séismes à ce niveau. Cependant, il reste à comprendre le mécanisme mis en jeu.

#### 1.5.7.1 Suppression de fluide et hydrofracturation

La fragilisation de l'antigorite par déstabilisation a été mise en évidence à basse pression (< 0,5 GPa) et a mené à la description d'un mécanisme du même nom, ou « *dehydration embrittlement* » (Raleigh & Paterson, 1965). Ce mécanisme est lié à l'augmentation de la pression de fluides lors de la déshydratation (e.g. Hacker *et al.*, 2003a; Frohlich, 2006; Thielmann *et al.*, 2015), ce qui permet en effet de se rapprocher des conditions de rupture (*section 1.2.4*).

Certains auteurs imaginent une suppression de fluides dans le plan inférieur due à la déshydratation au niveau du plan supérieur (Faccenda *et al.*, 2012) [Figure 1.33]. Cette hypothèse de « pression tectonique » considère que les états de contraintes dues à la courbure de la plaque plongeante s'inversent en profondeur, permettant à l'eau de percoler jusqu'au plan de Wadati-Benioff inférieur. Alors, sous pression, l'eau se fraierait un chemin vers la surface en rejoignant de proche en proche les volumes en extension, i.e, en remontant le long du plan de Wadati-Benioff inférieur. Sur son chemin, elle provoquerait la rupture de la péridotite. Ce scénario n'est valable que si l'on suppose que les séismes du plan de Wadati-Benioff inférieur sont dus à une suppression de fluides, comme pour la fracturation hydraulique. Des observations sismologiques (e.g. Husen & Kissling, 2001) et des modèles (e.g. Miller *et al.*, 2003) suggèrent une déshydratation auto-propagatrice par hydrofracturation.

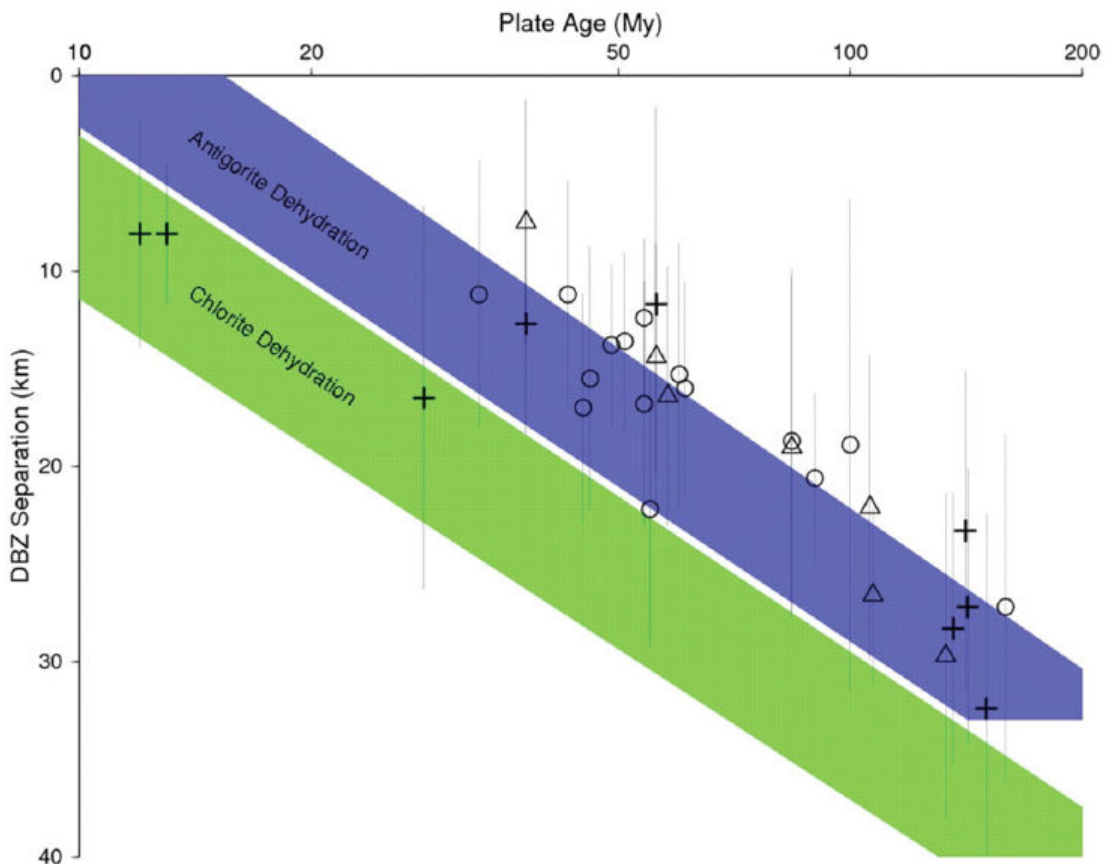


FIGURE 1.32 – Distance séparant les deux plans de Wadati-Benioff en fonction de l'âge de la lithosphère entrant en subduction pour l'ensemble des segments repérés en Fig. 1.5., incluant les incertitudes. Les prédictions de séparation des plans considérant que le plan inférieur est associé à la déshydratation de l'antigorite (bleu) ou de la chlorite (vert) sont issues de *Hacker et al.* (2003b). La déshydratation de l'antigorite est corrélée avec la séparation des plans pour l'ensemble des segments étudiés, alors que la déshydratation de la chlorite ne pourrait expliquer que quelques cas isolés. D'autres part, l'orientation des contraintes (triangles : cas typique d'une compression prépondérante face à l'extension selon le plongement ; cercles : autre configuration, croix : inconnu.) ne semble pas impacter la séparation des plans. Figure issue de *Brudzinski et al.* (2007).

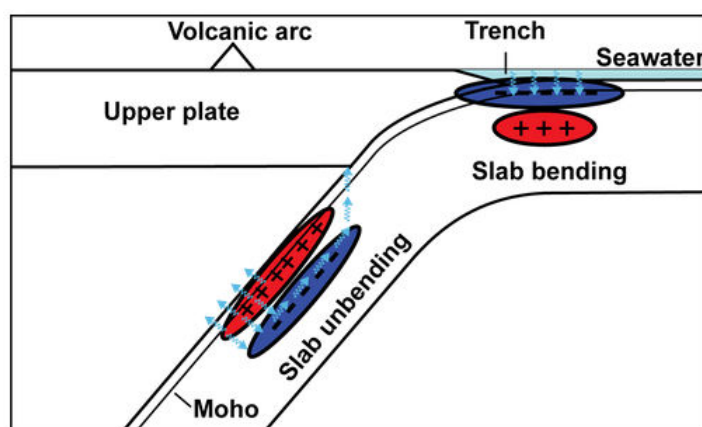


FIGURE 1.33 – Schéma illustrant l’hypothèse de la « pression tectonique » pour l’hydratation de la péridotite au niveau du plan de Wadati-Benioff inférieur. Figure de *Faccenda et al.* (2012).

### 1.5.7.2 Eau supercritique et porosité ?

Les conditions de pression dans le plan de Wadati-Benioff inférieur ( $> 1$  GPa) impliquent un sérieux questionnement sur l’existence d’une « porosité » dans le manteau. Parallèlement, les conditions de température ( $> 500$  °C) impliquent que l’eau est dans un état supercritique ( $T > 374$  °C,  $P > 22$  MPa).

Ce fluide supercritique, de densité extrêmement faible ( $\rho < 100$  kg m<sup>-3</sup>), est bien plus compressible et a une bien plus grande activité chimique que l’eau liquide que nous connaissons en surface. La présence d’eau supercritique amplifie les processus de corrosion sous contrainte. La redistribution des espèces minérales par dissolution et recristallisation est incompatible avec l’installation ou la persistance d’une porosité. Les processus de surpression et donc de fracturation hydraulique sont alors difficiles à imaginer. L’eau supercritique issue de la déshydratation est vraisemblablement présente aux joints de grains sous forme de réseaux fins interconnectés, voire à l’état de soluté dans les minéraux, et pas dans une porosité telle que nous pouvons l’observer dans les roches de surface.

### 1.5.7.3 Échauffement frictionnel et emballement thermique

La fragilisation de la serpentinite par déshydratation reste considérée comme le mécanisme le plus viable. Pourtant l’étude de la fragilisation des péridotites serpentinisées (e.g. *Jung et al.*, 2004; *Jung & Green*, 2004; *Xia*, 2013) semble plus pertinente, car la déshydratation de l’antigorite seule n’est pas sismogène au laboratoire (e.g. *Gasc et al.*, 2011; *Chernak & Hirth*, 2011).

Un autre mécanisme, ne nécessitant pas la présence d'un minéral hydraté (*Reynard et al.*, 2010), pourrait être en compétition avec la déshydratation de l'antigorite : la nucléation d'instabilités par « échauffement frictionnel » ("shear-heating instabilities") a été proposée pour expliquer les séismes intermédiaires (*Kelemen & Hirth*, 2007). Un processus d'emballement thermique associé à la déshydratation de l'antigorite est envisagé (*John et al.*, 2011) et pourrait participer à l'ouverture d'une voie vers la réconciliation de ces différents modèles. Cependant, la caractéristique endothermique de la déshydratation de l'antigorite (< 2 GPa) ne joue pas en faveur des modèles impliquant un emballement thermique par échauffement frictionnel (*Brantut et al.*, 2011b; *Yamashita & Schubnel*, 2016).

### 1.6 Formulation de la question & plan de la réponse

« On ne fait jamais attention à ce qui a été fait ; on ne voit que ce qui reste à faire. »

Marie Curie

#### **La déshydratation de l'antigorite est-elle « sismique » ?**

Au regard des dernières avancées en laboratoire, il semblerait que non. La déshydratation expérimentale d'antigorite en conditions naturelles ne mène pas à la nucléation d'événements sismiques.

#### **La déserpentinisation de la péridotite peut-elle néanmoins être « sismogène » ?**

Les péridotites serpentinisées, même faiblement, se fragilisent pendant la déshydratation de l'antigorite. L'antigorite, qui peut aussi voir sa déformation se localiser, n'est pas le lieu de rupture dynamique ; en revanche, on peut imaginer que la déshydratation de l'antigorite engendre une instabilité dans le reste du volume de la péridotite. La question reste entière.

Au regard des nombreux paramètres abordés dans les paragraphes précédents, il paraît indispensable de réaliser davantage d'expériences sur des mélanges olivine-antigorite pour comprendre les mécanismes mis en jeu dans la nucléation des séismes intermédiaires.

Les **Chapitre 2, 3 et 4** présentent les expériences réalisées en laboratoire sur piston-cylindre, *D-DIA* et *Griggs*. La synthèse d'échantillons synthétiques olivine-antigorite est expliquée en **Chapitre 2**. Le **Chapitre 3** détaille les résultats de la déformation de ces échantillons dans un presse *D-DIA* sous rayonnement synchrotron, ainsi qu'en *Griggs*, et présente un nouveau modèle pour comprendre la sismicité du plan de Wadati-Benioff inférieur. Le **Chapitre 4** présente des expériences complémentaires réalisées sur la péridotite de Balmuccia en *Griggs* et en *D-DIA*.

La description du mécanisme à l'origine des séismes associés à la déshydratation de l'antigorite est indissociable d'une étude de terrain, présentée en **Chapitre 5** et qui se focalise sur une pseudotachylite ultramafique dans la péridotite du Massif de *Balmuccia*, mise en place en contexte extensif pendant l'ouverture de l'océan *Thétys*.

Une synthèse est proposée en **chapitre 6**.

#### **Quel mécanisme relie la déshydratation de l'antigorite à la sismicité intermédiaire ?**

Ce manuscrit présente la reproduction de séismes en laboratoire et la comparaison des micro-failles expérimentales avec la pseudotachylite de *Balmuccia*. Les résultats permettent de proposer un mécanisme convaincant pour comprendre l'origine des séismes intermédiaires dans le manteau, en particulier au niveau du *plan de Wadati-Benioff inférieur* et à l'aplomb des grands décrochements océaniques.





---

## VACARME

Dans les profondes fosses, là où l'océan sombre  
Résident, tout-puissants, d'énormes animaux  
Réfugiés en l'espace immense des décombres  
Du plancher qui se tord, se cabre et s'emplit d'eau.

La roche se disloque en la plaque qui plonge.  
Parmi les minéraux attirés vers le fond  
Certains portent en eux, tels un million d'éponges,  
Ce qu'il faut d'oxygène, juste assez de protons.

En ces gouffres bordant le Japon et les Andes  
Et ces quelques milliers d'îles plus ou moins grandes  
S'abîment lentement de grands volumes d'eau.

Dans les profondes fosses, là où l'océan meurt  
Ces foules d'éléments forment d'autres vapeurs  
Maîtresses des vacarmes qui blessent le Manteau.

*6/02/2016 – Pitch Me, Paris*

*7/02/2016 – L'international, Paris*



**Deuxième partie**

**Géophysique expérimentale**



---

---

## CHAPITRE 2

---

### FABRICATION DE PÉRIDOTITES ARTIFICIELLES EN PISTON-CYLINDRE

*"At the laboratory scale, we do what we can. It is unfortunately yet not possible to deform a 1-km<sup>3</sup> piece of peridotite at mantle conditions. And even if we could, I am not sure we should."*

*« À l'échelle du laboratoire, on fait ce qu'on peut. Il n'est malheureusement pas encore possible de déformer 1 km<sup>3</sup> de péridotite dans les conditions du manteau. Et même si l'on pouvait, je ne suis pas sûr qu'il faudrait. »*

Alexandre Schubnel  
ENS, 25/11/2016.

Le minéral commun à toutes les péridotites est l'olivine. La péridotite peut être serpentinisée. A la profondeur des séismes intermédiaires affectant le manteau supérieur, la variété de serpentine stable la plus commune est l'antigorite.

Pour essayer de comprendre le mécanisme à l'origine de la sismicité intermédiaire sans se heurter aux controverses énoncées au **chapitre 1**, il est nécessaire de simplifier l'objet naturel. On peut faire l'hypothèse que l'impact de l'antigorite sur la rhéologie des péridotites plus ou moins serpentinisées peut être compris en étudiant des assemblages polycristallins d'olivine et d'antigorite. On peut ainsi espérer, si l'on parvient à générer des microséismes dans ces échantillons, mettre en évidence un mécanisme au premier ordre. La validation de l'hypothèse par l'expérience est présentée au (**chapitre 3**).

Dans ce chapitre est décrit le protocole suivi pour la fabrication de péridotites synthétiques à partir d'olivine de San Carlos et d'un bloc d'antigorite prélevé en Corse alpine.

## 2.1 Préparation des poudres à partir de minéraux connus

Les minéraux choisis [Figure 2.1] sont l'olivine de San Carlos, largement étudiée et dont les constantes élastiques sont bien connues (section 1.5.1), et l'antigorite de Corse, à savoir une serpentine quasi-exclusivement constituée d'antigorite, notamment utilisée par *Gasc et al.* (2011) et *Brantut et al.* (2016).



FIGURE 2.1 – Photographie de fragments d'olivine de San Carlos et d'antigorite (~ cm).

Les fragments d'olivine et d'antigorite sont broyés séparément au moyen d'un broyeur à agate. Puis, par tamisages successifs, on obtient des poudres fines. Le taille de grains maximale souhaitée est de 40  $\mu\text{m}$ . Le premier tamisage est réalisé à l'eau, ce qui permet de limiter la dissémination de particules fines (NB : masque obligatoire). Les tamisages suivants sont réalisés à l'éthanol, ce qui permet d'éviter les agrégats que la serpentine a tendance à former en présence d'eau et qui entravent le tamisage.

Pendant le broyage, l'antigorite a tendance à se déchirer en aiguilles, ce qui est dû au fort rapport d'aspect de sa maille cristalline (l'axe  $a$  est  $\sim$  cinq fois plus long que les axes  $b$  et  $c$ ). Ces aiguilles peuvent passer facilement dans les mailles du tamis. On peut donc s'attendre à des avoir des grains d'antigorite bien au-dessus des dimensions souhaitées. Par précaution, le tamisage est réitéré et une vérification est réalisée au microscope optique. Les deux poudres subissent ensuite un nouveau tamisage à sec.

Les poudres sont mélangées au cours d'un ultime tamisage, à sec. Le mélange est réalisé progressivement à l'aide d'une spatule afin de maximiser l'homogénéité des échantillons. Une série de tubes de quelques  $\text{cm}^3$  est alors préparée pour différentes fractions volumiques d'antigorite  $\phi_{\text{atg}}$ , en mesurant les masses  $m_{\text{ol}}$  et  $m_{\text{atg}}$  nécessaires à l'obtention d'un mélange de volume  $V$ , telles que :

$$m_{\text{atg}} = \rho_{\text{atg}} \phi_{\text{atg}} V , \quad (2.1)$$

$$\text{et } m_{\text{ol}} = \rho_{\text{ol}} (1 - \phi_{\text{atg}}) V , \quad (2.2)$$

où  $\rho_{\text{ol}}$  et  $\rho_{\text{atg}}$  sont les densités de l'olivine et de l'antigorite. On fixe  $\rho_{\text{ol}} = 3,3$  et  $\rho_{\text{atg}} = 2,7$ . Des mélanges contenant une part volumique  $\phi_{\text{atg}}$  égale à 5, 10, 20 et 50 % ont ainsi été confectionnés dans les mêmes conditions. Les grains mesurent 4 à 40  $\mu\text{m}$ .

### 2.2 Frittage des poudres en piston-cylindre

Des échantillons frittés ont été fabriqués à partir des poudres au moyen d'un piston-cylindre [figure 2.2] au laboratoire du Prof. Joerg Renner (Institut für Geologie, Mineralogie und Geophysik, Ruhr Universität Bochum). Le sel NaCl est le milieu transmetteur de pression.



FIGURE 2.2 – Piston-cylindre en fonctionnement avec contrôle de température.

En règle générale, le frittage de minéraux est réalisé à une température supérieure à 650 °C, température à laquelle l'antigorite se déshydrate, ce qui entraînerait la déshydratation, au moins partielle, de l'antigorite. La synthèse est donc réalisée à  $T = 500$  °C (contrôle de température en Figure 2.2). Afin d'obtenir un échantillon non-poreux et représentatif des conditions régnant dans le manteau, le frittage est réalisé à  $P = 1,5$  GPa ( $\approx 50$  km) et dure une dizaine d'heures.

La température est mesurée grâce à un thermocouple [Figure 2.3] positionné au cœur de l'assemblage [Figure 2.4]. Ce thermocouple (de type K) est construit à partir d'un fil contenant un filament de chromel et un finalement d'alumel séparés par un isolant. Une pièce



de céramique (alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) est ajoutée pour prévenir tout contact entre les filaments. Les filaments sont torsadés puis soudés, le point de soudure constituant le seul point de contact entre les deux alliages du couple.

Le thermocouple de type K est classiquement utilisé pour mesurer la température entre 0 et 1100 °C. Il a une bonne stabilité, en dépit d'un léger hystérésis entre 300 et 550 °C.

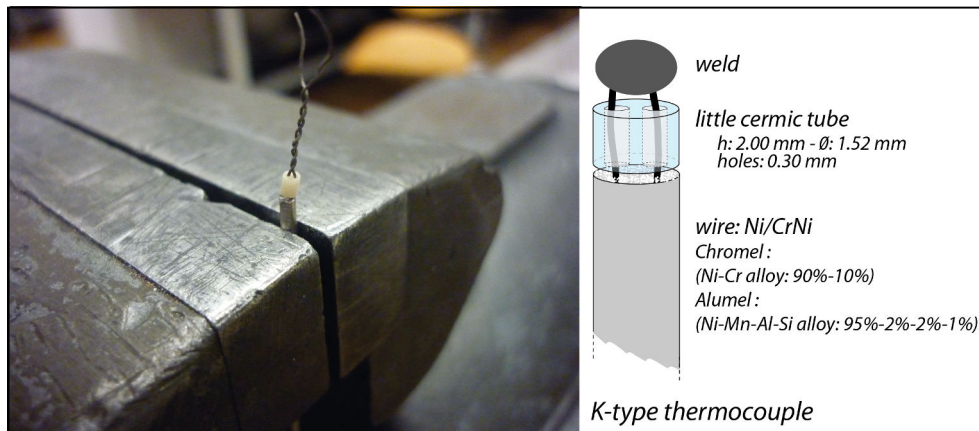


FIGURE 2.3 – Thermocouple confectionné pour le frittage d'échantillons en piston-cylindre. Photographie prise avant la section du surplus de fil. La torsade est sectionnée à  $\approx 7$  mm au-dessus de la pièce de céramique puis est soudée.

La poudre est placée dans des petites capsules en or préalablement construites à partir d'un tube de diamètre externe 2,8 mm et de diamètre interne 2.36 mm. Le dispositif montré en Figure 2.4 [a] permet de tasser la poudre sans déformer la capsule à l'aide d'une presse à main. Pour tasser la poudre de manière homogène et prévenir toute déformation des parois internes de la capsule, il est recommandé de remplir la capsule et de presser par incréments millimétriques.

L'assemblage au sein duquel les capsules sont insérées est montré en Figure 2.4 [b]. Sur la figure [b1] les éléments sont placés de gauche à droite en fonction de leur ordre de placement au sein de l'assemblage. L'assemblage est construit autour du thermocouple, qu'il faut installer en premier en le faisant passer au centre du socle sur lequel repose la chambre de confinement. Une chemise en pyrophyllite assure l'alignement entre la pièce d'acier basale et la pièce d'acier comportant l'espace pour l'insertion du conduit de pyrophyllite destiné au passage du thermocouple. La pièce de sel basale contient un trou pour le passage du thermocouple ; la pièce centrale contient un trou jusqu'à mi-hauteur pour la tête du thermocouple ainsi que les emplacements des capsules en or ; la pièce supérieure est pleine.

Le chauffage est réalisé en faisant passer du courant électrique dans le four en graphite, dont le socle et le sommet sont en contact avec deux parties en métal non connectées l'une à l'autre. Le socle du four en graphite est situé sous la pièce de sel basale ; le cylindre de

## 2.2 Frittage des poudres en piston-cylindre

graphite est placé autour du sel et surmonté par une troisième pièce de graphite. Ces deux dernière pièces ne sont ajoutée qu'une fois la chambre de confinement installée autour de l'assemblage. Le tout est placé entre deux feuilles de mica pour l'isolation électrique.

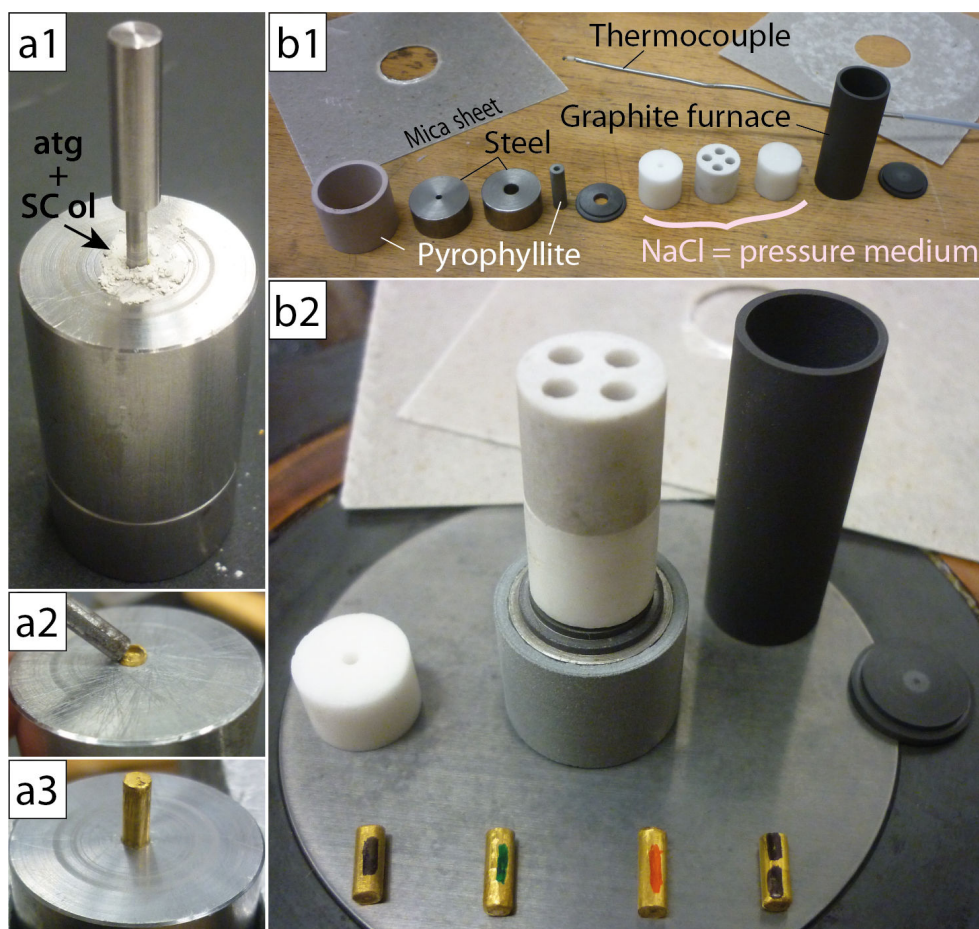


FIGURE 2.4 – Assemblage pour la synthèse des échantillons frittés. a) remplissage de la capsule en or par la poudre de minéraux; b) Échelle : capsule en or  $\approx 2,8$  mm.

Suite au frittage, on récupère l'assemblage [Figure 2.5] en l'extrudant de la chambre de confinement au moyen d'une presse uniaxiale. Les capsules sont libérées par dissolution du sel. Ensuite il s'agit d'ouvrir calmement les capsules à l'aide d'une pince coupante et d'une lime à section triangulaire.

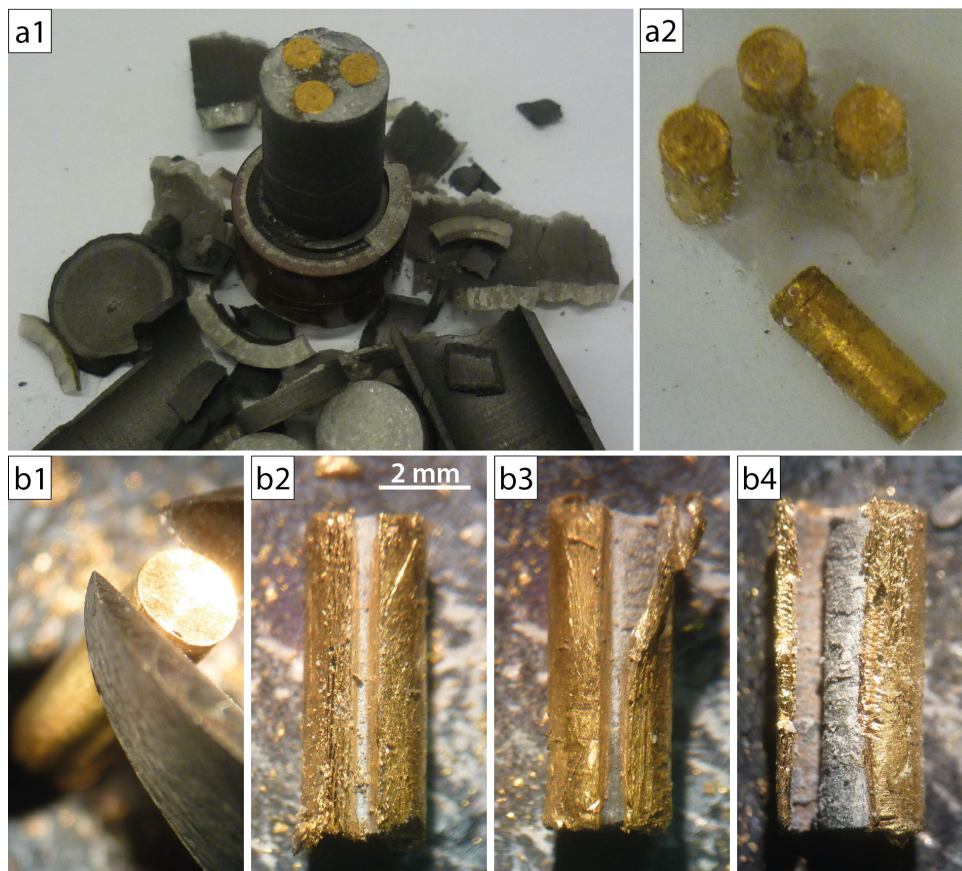


FIGURE 2.5 – Récupération des échantillons après frittage. a) dissolution du sel ; b) ouverture des capsules.

### 2.3 Observation des échantillons frittés

Afin de s'assurer que le frittage a été réalisé dans de bonnes conditions, des sections polies des péridotites artificielles obtenue sont réalisées. Ces sections sont observées au microscope électronique à balayage [Figure 2.6]. L'olivine, plus dense, apparaît gris clair ; l'antigorite gris foncé. Une recristallisation de l'antigorite est observée par endroits. Aucun produit de déshydratation n'est détecté. La variabilité de la teinte de gris dans les grains d'olivine correspond à des rapports  $[Mg^{2+}]/[Fe^{2+}]$  différents selon les fragments. Cette variabilité se révèle être une aubaine quand il s'agit de repérer d'éventuels cisaillements subis par ces grains (**chapitre 3**).

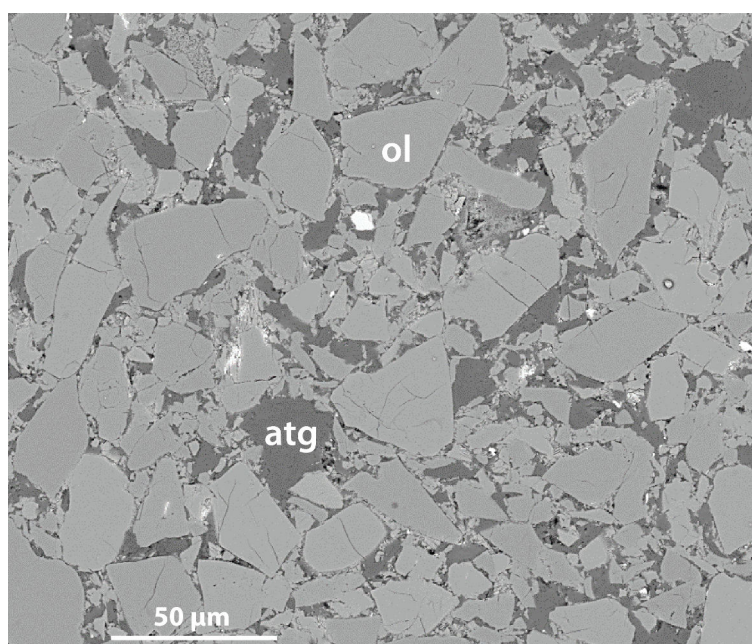


FIGURE 2.6 – Péridotite artificielle contenant 20 % d'antigorite observée en microscopie électronique à balayage. L'olivine et l'antigorite apparaissent en gris clair et gris foncé respectivement. Le cristal blanc de  $\sim 6 \mu\text{m}$  est un cristal d'oxyde de fer. D'autres zones blanches (très denses) correspondent à des poussières d'or incrustées dans de petits accros formés lors de la découpe de l'échantillon à la scie à fil.

L'échantillon présenté en Figure 2.6 contient 20 % vol. d'antigorite. Les mêmes observations sont réalisées pour les mélanges entre 5 et 50 % vol., ainsi que pour les échantillons réalisés à partir d'une seule espèce minérale (hors oxydes et autres minéraux accessoires). Tous les agrégats olivine-antigorite présentent une distribution homogène des grains d'antigorite et une taille de grains entre 4 et 40  $\mu\text{m}$ .

Ces péridotites artificielles sont des agrégats polycristallins considérés représentatifs des péridotites naturelles partiellement serpentinisées. Ces échantillons constituent la matière première utilisée pour les expériences de déshydratation sous contrainte décrites au **chapitre 3**.

Nos échantillons synthétiques ont l'avantage d'avoir une stœchiométrie contrôlée, mais ils sont différents des échantillons naturels en terme de topologie, dans lesquels la serpentinisation s'effectue le long des voies d'écoulement des fluides, notamment le long de fractures et de joints de grains. La définition de la connectivité de la serpentine, i.e. seuils de percolation, est donc nécessairement différente entre ces péridotites artificielles et des péridotites naturelles. L'extrapolation des résultats au cas naturel n'est donc pas directe. En revanche, un modèle qui repose sur la théorie de la percolation (**chapitre 3**), pourrait nous permettre, en théorie, de nous affranchir de cette limite et de réaliser ainsi le passage entre échantillons synthétiques et échantillons naturels.

---

---

## CHAPITRE 3

---

### DÉFORMATION EN LABORATOIRE DE PÉRIDOTITES ARTIFICIELLES – *D-DIA*

Publication dans la revue *Nature Communications* (Annexe 2).

« *La chance ne sourit qu'aux esprits bien préparés.* »

Louis Pasteur

Malgré les nombreuses études s'intéressant aux séismes intermédiaires, le mécanisme de leur nucléation reste énigmatique. Ce chapitre explique comment ces expériences en laboratoire aident à déchiffrer ce mécanisme. Y sont décrites des expériences de déformation de péridotites en cours de déserpentinisation dans les conditions de pression, de température et de déformation subies par un slab en cours de subduction.

Les péridotites artificielles présentées au **chapitre 2** ont été déformées et chauffées dans une *Deformation-DIA* (ou *D-DIA*, *section 3.1.1*) couplée à une ligne de faisceau synchrotron (rayons X, *section 3.1.4*). L'activité sismique a été suivie par un système d'acquisition acoustique.

Je résume ici brièvement les résultats de cette partie du travail de thèse. À 1,1 GPa, la déshydratation des échantillons contenant seulement 5 % d'antigorite suffit à déclencher des émissions acoustiques ; avec 20 % d'antigorite, aucune activité acoustique. À 3,5 GPa, des émissions acoustiques sont enregistrées avec 5 %, 20 % ou 50 % d'antigorite. Ces émissions acoustiques sont générées lors de la formation de failles par un processus de rupture dynamique. Ces failles sont scellées par un matériel amorphe contenant des inclu-

sions fluides, i.e. des pseudotachylites issues de la fusion de l'olivine et de l'antigorite aux abords de la surface de faille.

Les observations en microscopie électronique démontrent que la déshydratation de l'antigorite déclenche des ruptures dynamiques dans le squelette d'olivine des péridotites artificielles. Ces analogues expérimentaux de séismes intermédiaires apportent la preuve qu'une hydratation minimale de la péridotite est suffisante au déclenchement de ruptures dynamiques. Je propose un modèle alternatif au *dehydration embrittlement* : la déshydratation de l'antigorite provoque un transfert de contrainte qui peut suffire à générer une instabilité mécanique dans la péridotite.



FIGURE 3.1 – Advanced Photon Source (APS), Argonne National Laboratory (ANL).

## 3.1 Description du matériel et des expériences réalisées

"Reuss stress state is demonstrably incorrect."

Pamela Burnley

Gordon Conference, Andover, NH, août 2016.

### 3.1.1 La *Deformation-DIA*, presse multi-enclumes à gros volume

Les échantillons ont été déformés dans la *D-DIA* du laboratoire *GeoSoilEnviroCARS* de l'Université de Chicago, située sur la ligne 13 BMD du Synchrotron **APS** (Advanced Photon Source) [Figure 3.1] du Laboratoire National d'Argonne (**ANL**). Cette presse à gros volume a été décrite par *Durham et al.* (2002) et *Wang et al.* (2003) [Figure 3.2]. Elle permet d'atteindre des pressions entre 1 et 15 GPa. Elle dérive de la *DIA*, qui permet simplement de monter en pression en température.

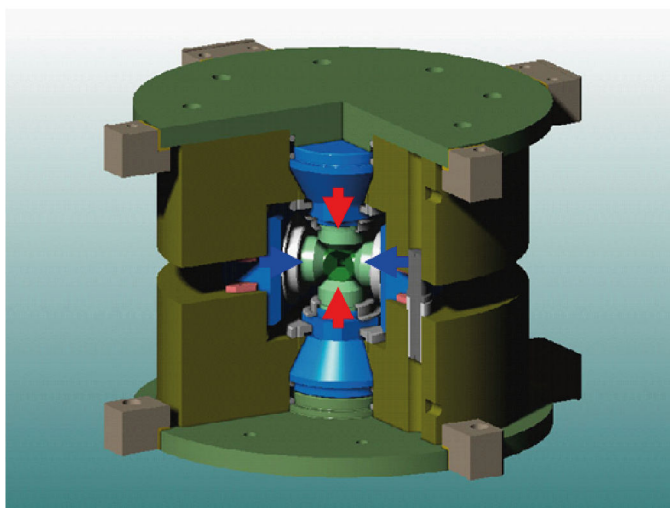


FIGURE 3.2 – Représentation 3D de la *Deformation-DIA*. Laboratoire **GeoSoilEnviroCARS**. Ici, pour une bonne visualisation, seulement un des deux couples d'enclumes latérales est représenté. Image issue de *Durham et al.* (2002).

Cette technologie a été utilisée pour de nombreuses études expérimentales, notamment celles de *Uchida et al.* (2004), *Nishiyama et al.* (2005), *Hilaireret et al.* (2007), *Hilaireret et al.* (2012) et *Schubnel et al.* (2013). Les enclumes sont généralement en carbure de tungstène (WC), sauf deux enclumes qui sont en diamant fritté pour permettre aux rayons X de les traverser. L'échantillon est analysé pendant la déformation par diffraction des rayons X (DRX).

La *D-DIA* de l'APS est dotée de deux rames différentielles autorisant un contrôle indépendant de la contrainte axiale appliquée sous haute pression. Elle peut générer un raccourcissement axial de l'ordre de 30% dans des échantillons de 1 à 2 mm de haut en supportant de hautes pression et température. La vitesse de déformation peut être choisie entre entre  $10^{-3}$  et  $5.10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . Des expériences en « traction » (constriction) sont également



possibles. La déformation est mesurée par radiographie aux rayons X avec une précision de 0,1 mm.

### 3.1.2 Préparation et installation de la cellule de D-DIA

Les échantillons sont de petits cylindres de 3 mm de haut pour 2,1 mm de diamètre. Ce cylindre est placé au cœur d'un assemblage cubique [Figure 3.3] dont les six faces sont destinées à être en contact avec les six enclumes de la D-DIA [Figure 3.4].

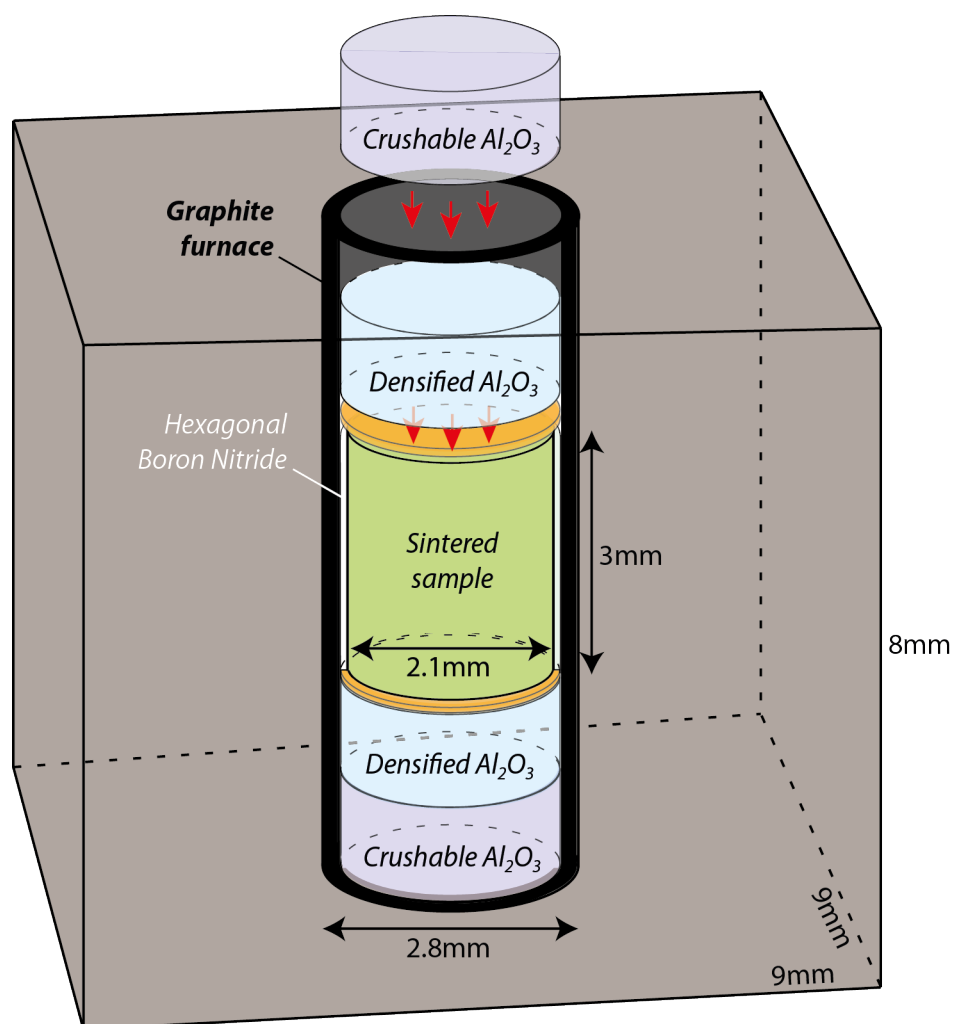


FIGURE 3.3 – Assemblage expérimental utilisé pour la déformation en D-DIA : un cube en bore-époxy renferme un four en graphite dans lequel sont insérés des pistons en alumine poreuse et en alumine dense. Les pistons en alumine dense ont une surface polie miroir au contact des feuilles d'or encadrant l'échantillon. Une chemise en nitrure de Bore hexagonal (hBN) empêche tout contact entre l'échantillon et le four en graphite.

Les enclumes utilisées pour ces expériences ont une arête de 6 mm. Le cube est composé de bore-époxy et constitue le milieu transmetteur de contrainte entre les enclumes

### 3.1 Description du matériel et des expériences réalisées

---

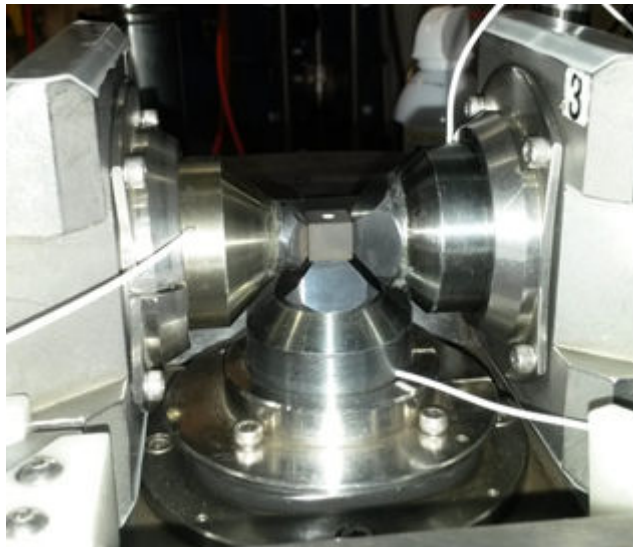


FIGURE 3.4 – Assemblage positionné dans la D-DIA Seulement deux enclumes latérales sont positionnées. Ces enclumes se positionnent par couple. L'enclume supérieure est approchée à vue grâce au contrôle manuel du moteur de la rame différentielle. Sur l'image, l'enclume de gauche est en diamant fritté (traversé par les rayons X transmis et diffractés) et l'enclume de droite est en carbure de tungstène.

et l'échantillon. Pendant le chargement, la bordure millimétrique du cube en bore-époxy fluant entre les enclumes assure à la fois le maintien du confinement et l'isolation électrique. Le bore-époxy permet aux enclumes, correctement alignées, de ne pas entrer en contact pendant l'expérience. Généralement, un contact entre les enclumes entraîne ce que appelle un « blow out », i.e. l'extrusion de l'échantillon hors de la machine et la destruction des enclumes.

La chemise en hBN, le four en graphite et le bore-époxy cube sont quasiment transparents aux rayons X et donnent quelques pics de diffraction [Figure 3.5].

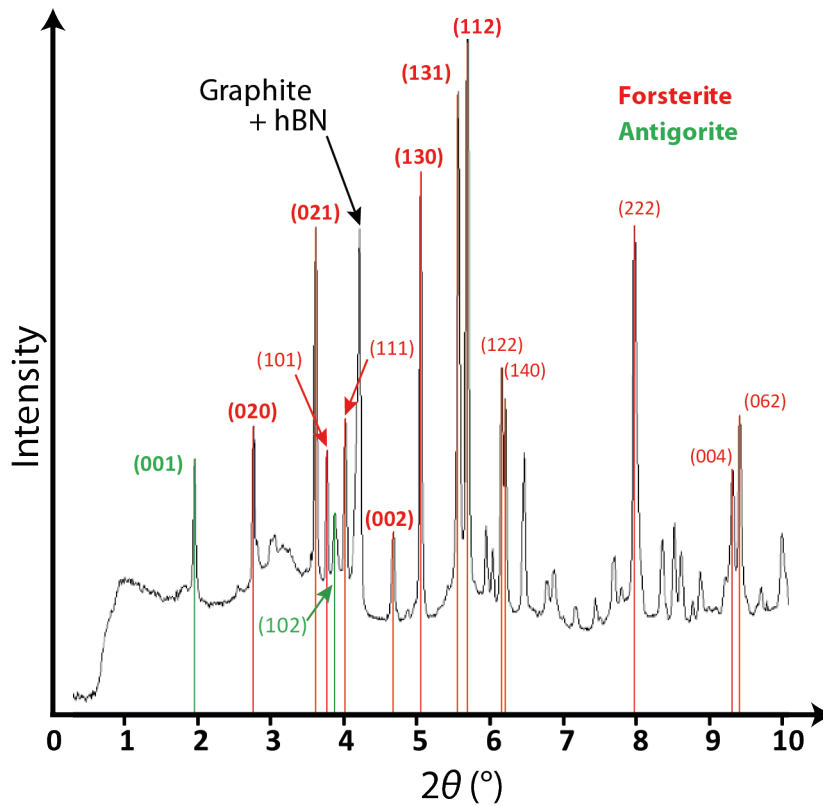


FIGURE 3.5 – Indexation des pics de l’olivine et de l’antigorite. Spectre de diffraction acquis pendant l’expérience D1777 dans l’échantillon 20-1.2 contenant 20 % vol. d’antigorite, à  $P = 1.2 \pm 0.1$  GPa et  $T = \approx 500^\circ\text{C}$ .

## 3.1 Description du matériel et des expériences réalisées

### 3.1.3 Déformation et chauffage des échantillons

Au cours de l'expérience des radiographies et des figures de diffraction sont acquises en alternance. Grâce aux feuilles d'or (absorbant plus les rayons X que la cellule de haute pression et l'échantillon) placées au-dessus et en-dessous de l'échantillon [Figure 3.3], la longueur  $L$  de l'échantillon est facilement mesurée.

Au laboratoire, la déformation est généralement réalisée entre  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$  s $^{-1}$ .

Un groupe d'échantillons a été déformé à 1.1 GPa (35 km) un autre à 3.5 GPa (120 km). Une fois à la pression souhaitée, l'assemblage est amené à une température de 500 °C avec une rampe de l'ordre de 10 °C par minute. Puis les échantillons sont déformés à une vitesse de raccourcissement axial de  $5 \pm 0,1 \times 10^{-5}$  s $^{-1}$ . Lorsque que  $\epsilon > 10$  %, la température est augmentée à raison de  $\approx 0,07$  °C s $^{-1}$ .

La déformation  $\epsilon$  de l'échantillon (en %) calculée comme suit :

$$\epsilon = \frac{L_0 - L}{L_0}, \quad (3.1)$$

où  $L_0$  est la longueur initiale de l'échantillon. L'évolution de la déformation en fonction du temps dans l'échantillon 05-3.5 au cours de l'expérience D1659 est illustrée en Figure 3.6.

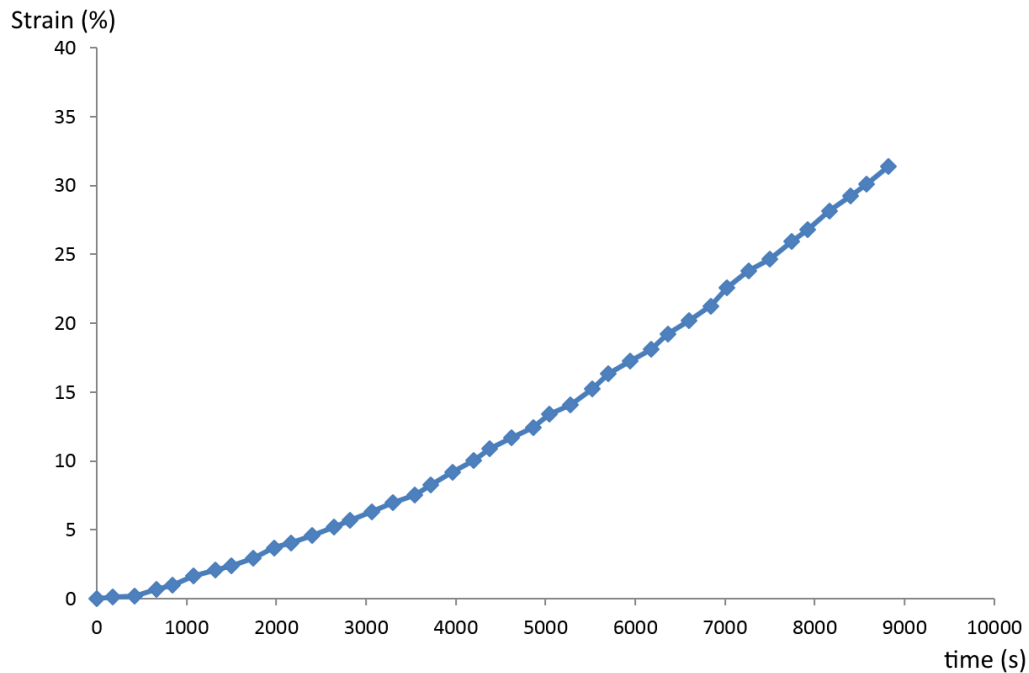


FIGURE 3.6 – Évolution de la déformation en fonction du temps dans l'échantillon 05-3.5 contenant 5 % vol. d'antigorite, à  $P = 3.5 \pm 0.1$  GPa.

La température  $T$  est calculée en utilisant une calibration la reliant à la puissance  $\mathcal{P}$  du four. Cette calibration a été réalisée offline, i.e. en l'absence de faisceau synchrotron, au cours d'une expérience dédiée, à l'aide d'un thermocouple installé dans un assemblage

mis sous pression. Entre 1 et 4 GPa,  $T$  (°C) dépend de  $\mathcal{P}$  (W) de façon quasi-linéaire s'approchant de :

$$T = a \mathcal{P} - b , \quad (3.2)$$

où  $a = 4,5 \text{ K s J}^{-1}$  et  $b = 50 \text{ °C}$ .

L'évolution de la contrainte et de la température en fonction de la déformation pendant mes expériences est illustrée pour l'échantillon 05-3.5 (D1659) en Figure 3.7. La façon dont  $\epsilon$  et  $\sigma$  sont mesurées est détaillée en section 3.1.4.

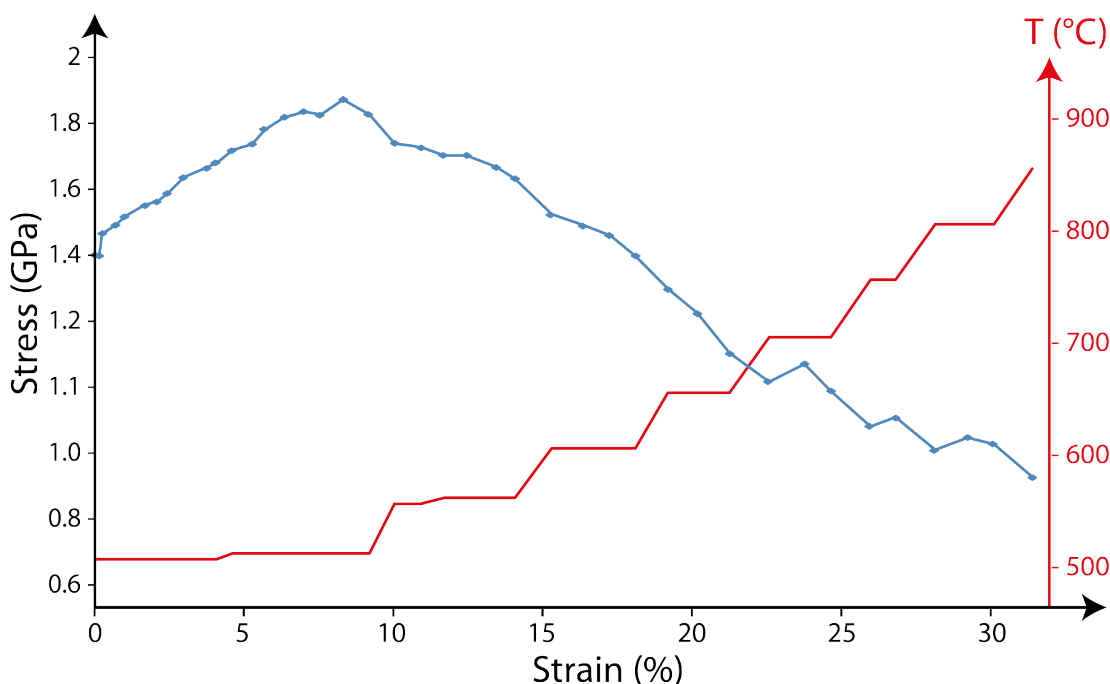


FIGURE 3.7 – Évolution de la contrainte en fonction de la déformation dans l'échantillon 05-3.5 contenant 5 % vol. d'antigorite, à  $P = 3.5 \pm 0.1$  GPa.

### 3.1.4 Mesure *in situ* de la contrainte sous rayonnement Synchrotron

Les rayons X traversant l'assemblage sont diffractés par les plans cristallographiques des minéraux constituant l'échantillon. Ces plans cristallographiques sont des alignements d'atomes en plans qui se répètent dans l'espace à intervalle régulier. Cet espace inter-plans est appelé « *d-spacing* » et est directement lié à l'angle de diffraction  $\theta$  par la *loi de Bragg*. Chaque minéral a ainsi des pics de diffraction qui lui sont propre. On peut ainsi suivre l'apparition ou de la disparition éventuelle de certaines phases minérales sous l'effet des variations de pression et de température. Le chemin suivi par les rayons X au travers de l'assemblage et jusqu'à la caméra d'acquisition est représenté en Figure 3.8.

Les lignes de diffraction, ou anneaux de Debye-Scherrer, dont l'ensemble des points correspondant à la diffraction du rayon incident par un plan cristallographique d'un cristal

### 3.1 Description du matériel et des expériences réalisées

orienté dans une direction. Lorsque la contrainte différentielle ( $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_3$ ) est nulle, ces anneaux sont circulaires ; l'application d'une contrainte entraîne une déformation de ces anneaux, due a des variations de l'espacement interplanaire, selon l'orientation des plans par rapport à la direction de la contrainte maximale. Il y a alors ovalisation des anneaux de diffraction.

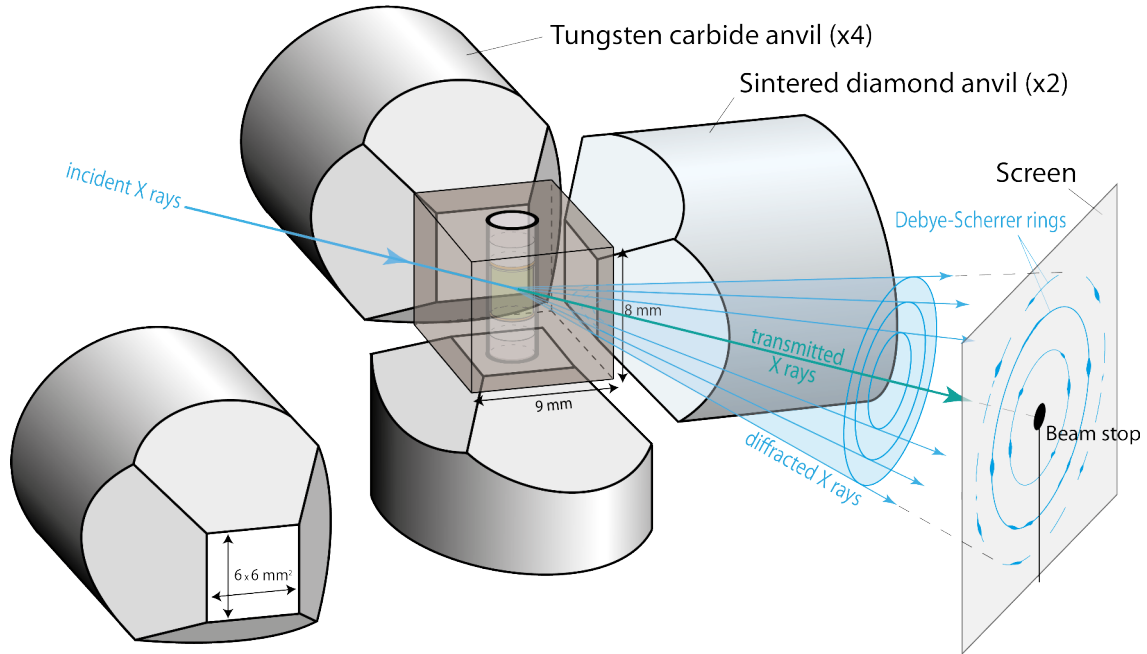


FIGURE 3.8 – Chemin des rayons X pendant l'expérience.

Les détails sur le traitement des données de diffraction sont publiés (Hilairat *et al.*, 2012). Les contraintes sont issues de l'analyse des figures de diffraction (e.g. Singh *et al.*, 1998). Le diffractogramme 2D donne accès à la déformation de la maille cristalline. Cette déformation s'exprime différemment selon les plans cristallographiques en fonction de leur orientation par rapport à la contrainte maximale en compression  $\sigma_1$ . La contrainte dans les cristaux est déduite de cette déformation élastique à l'échelle microscopique (Singh *et al.*, 1998; Schubnel *et al.*, 2013; Hilairat *et al.*, 2012). Cette contrainte peut-être calculée à partir des figures de diffraction [Figure 3.9] en utilisant les logiciels *Multifit-Polydefix* (Merkel & Hilairat, 2015).

L'azimut du plan diffractant  $\psi$  est défini comme l'angle entre  $\sigma_1$  et la normale au plan diffractant, avec  $\psi = 0$  pour les plans perpendiculaires à  $\sigma_1$ . La projection de  $\psi$  sur l'écran détecteur est  $\delta$ , avec :

$$\cos \psi = \cos \theta \cos \delta \quad (3.3)$$

où  $\theta$  est l'angle de diffraction.

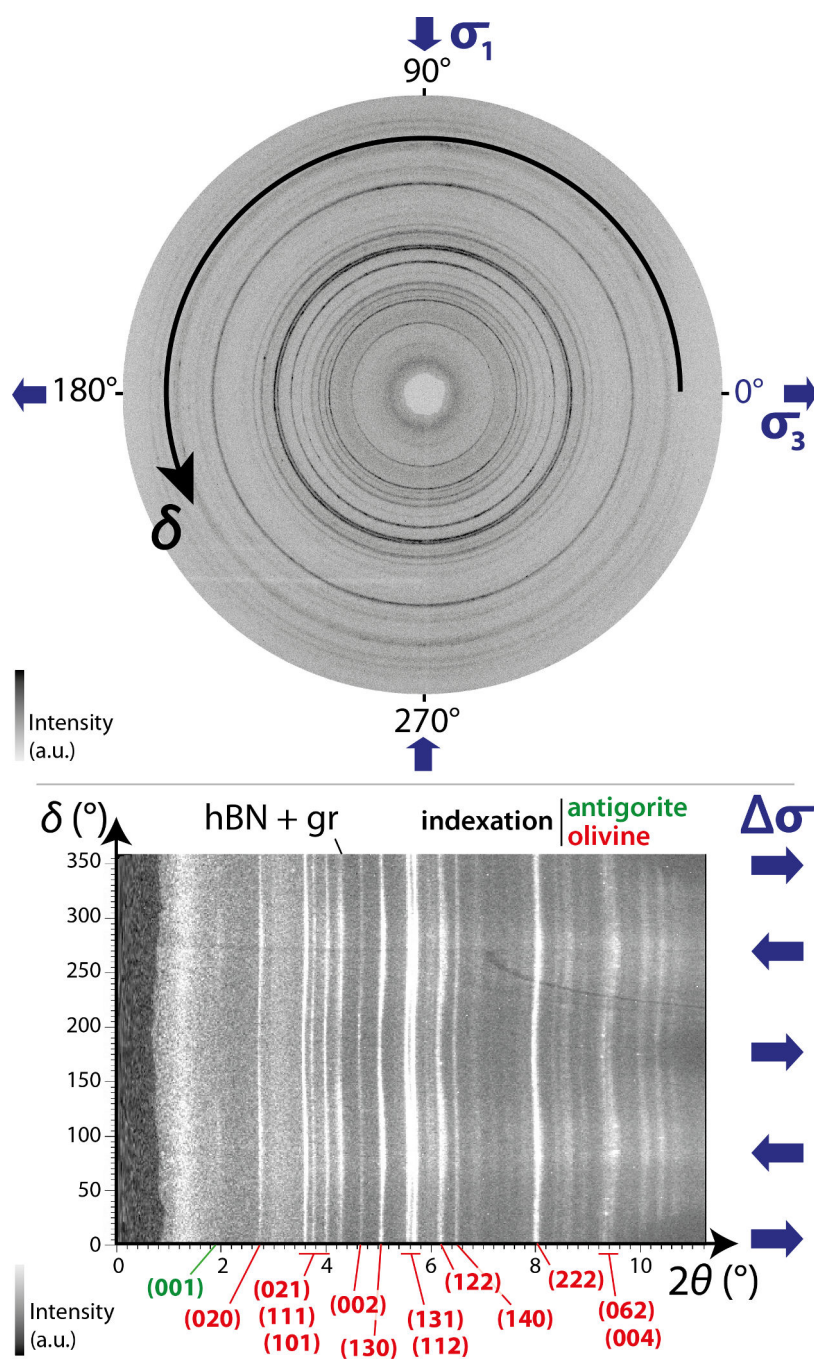


FIGURE 3.9 – Figure de diffraction bidimensionnelle utilisée pour le calcul de la contrainte et image transformée en coordonnées cartésiennes (selon  $\delta$ ) montre la distorsion typique des lignes de diffraction sous l'effet de la contrainte différentielle  $\Delta\sigma$ . Les lignes de diffraction de l'olivine et de l'antigorite sont indiquées par les plans cristallographiques à l'origine de ces diffractions. Le nitrure de bore hexagonal (hBN) et le graphite (gr) sont également indiqués. Spectre de diffraction acquis à 15 % de déformation axiale dans l'échantillon 05-1.1 pendant l'expérience D1777 à  $P = 1.1 \pm 0.1$  GPa et  $T \approx 580^\circ\text{C}$ .  $\phi_{\text{atg}} = 20$  % vol. (Tableau 3.1).

### 3.1 Description du matériel et des expériences réalisées

On peut considérer qu'initialement il n'y a pas d'orientation cristallographique préférentielle (CPO) dans les péridotites artificielles, que les contraintes dues au chargement (confinement) sont annulées par relaxation plastique à 500 °C, et que le champ de contraintes est symétrique par rapport à  $\sigma_1$ . Alors, d'après la théorie élastique, la relation entre l'espacement inter-plans  $d_{(hkl)}$  (d-spacing) et la déformation  $Q_{hkl}$  de la maille cristalline est connue (Uchida *et al.*, 1996; Singh *et al.*, 1998) et s'écrit :

$$\frac{d_{(hkl)(\psi)} - d_{P(hkl)}}{d_{P(hkl)}} = Q_{hkl} (1 - 3 \cos^2 \psi) , \quad (3.4)$$

où  $d_{P(hkl)}$  est l'espacement interplanaire correspondant à la partie isotrope du tenseur des contraintes [Figure 3.10]. La pression hydrostatique est ensuite calculée à partir de ces  $d_{P(hkl)}$  en utilisant l'équation d'état de l'olivine de San Carlos (Liu *et al.*, 2005).

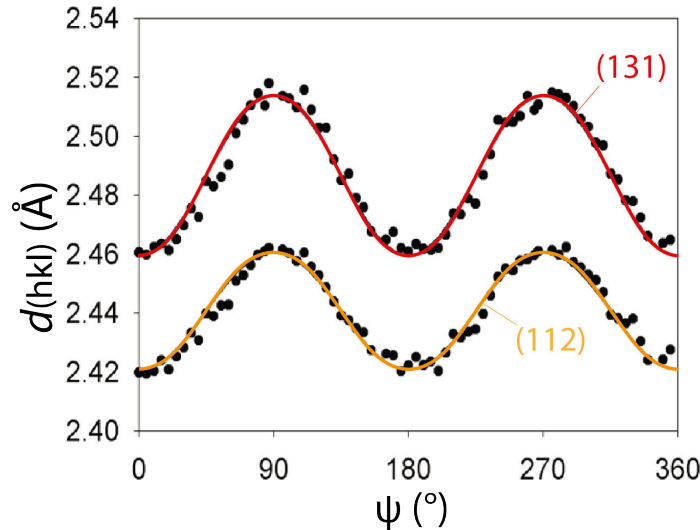


FIGURE 3.10 – Valeurs de d-spacing pour les plans cristallographiques 131 et 112 de l'olivine et fit avec l'équation 3.4. Figure adaptée de Hilairret *et al.* (2012).

La contrainte est calculée comme suit :

$$\tau_{hkl} = 6 Q_{hkl} G_{hkl} , \quad (3.5)$$

où les  $G_{hkl}$  sont des modules effectifs calculés avec le tenseur des souplesses  $S_{ij}$ , obtenu par l'inversion du tenseur des rigidités  $C_{ij}$ , dont les valeurs varient avec  $P$  et  $T$  (Abramson *et al.*, 1997; Isaak, 1992; Zha *et al.*, 1996). Les plans cristallographiques utilisés sont ceux correspondant aux pics de diffraction 020, 021, 002, 130, 131 et 112. Enfin, la contrainte subie par les cristaux d'olivine est calculée en moyennant les valeurs issues du calcul sur ces différents plans [Figure 3.7]. La précision de la mesure des contraintes est d'environ 20 MPa (Wang *et al.*, 2003).



Le traitement des données pour la série d'expériences réalisées à  $P = 1,1 \pm 0,2$  GPa à été réalisée avec le tenseur des modules élastiques de l'olivine, calculés à  $P = 1,1$  GPa et  $T = 550$  °C :

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} 308.3 & 66.7 & 71.3 & 0 & 0 & 0 \\ 68.1 & 186.2 & 77.8 & 0 & 0 & 0 \\ 71.6 & 76.8 & 221.4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 59.2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 71.4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 72.3 \end{pmatrix}$$

Le traitement des données pour la série d'expériences réalisées à  $P = 3,5 \pm 0,1$  GPa à été réalisée avec le tenseur des modules élastiques de l'olivine, calculés à  $P = 3,5$  GPa et  $T = 550$  °C :

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} 326.6 & 75.4 & 80.6 & 0 & 0 & 0 \\ 68.1 & 198.4 & 86.5 & 0 & 0 & 0 \\ 71.6 & 76.8 & 234.0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 63.6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 74.9 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 76.4 \end{pmatrix}$$

Une prise en compte de la dépendance en température des modules élastiques de l'olivine entre 500 et 900 °C donnerait une variation sur les contraintes mesurées de l'ordre de 20 MPa, soit inférieure à la barre d'erreur. On néglige donc ici la dépendance en température des paramètres élastiques.

#### 3.1.5 Enregistrement des émissions acoustiques et traitement

Un transducteur en piézo-céramique est collé à l'arrière de chacune des six enclumes de la D-DIA [Figure 3.11]. Ces capteurs acoustiques (Boston Piezo, PZT-5A) sont de petits disques (10 mm de diamètre, 0.5 mm d'épaisseur), composés d'une céramique polarisée, à base de titanate-zirconate de plomb, de formule chimique  $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ , où  $x$  [0,1] donne la quantité relative d'ions zirconium  $Zr^{4+}$  et d'ions titane  $Ti^{4+}$ .

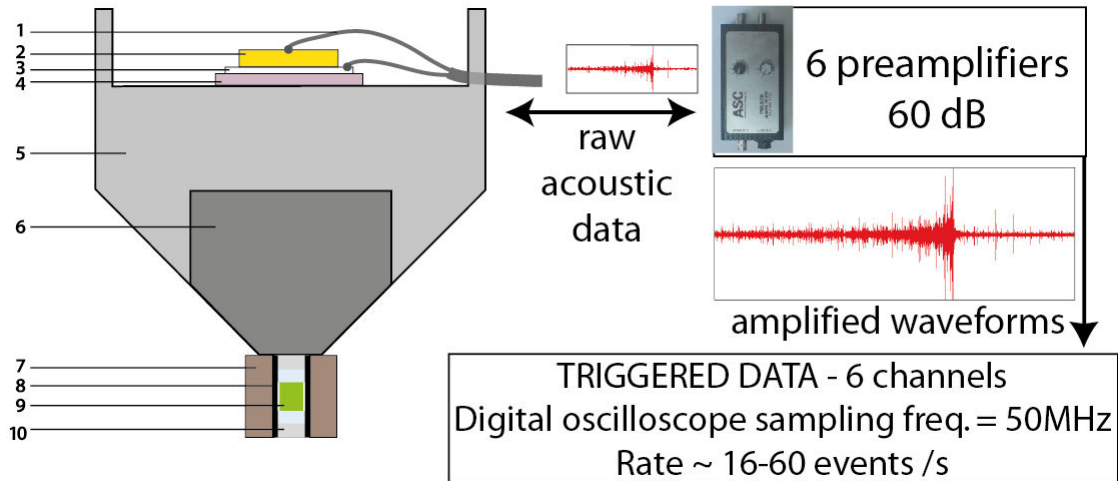


FIGURE 3.11 – **Système acoustique** : coupe de l'enclume supérieure entre le capteur piézo-électrique et échantillon. 1 = fil coaxial 50  $\Omega$ ; 2 = récepteur PZT; 3 = masse et glu haute-température; 4 = diamonite; 5 = pièce de guidage; 6 = enclume de carbure de tungstène; 7 = cube de bore-époxy; 8 = four en graphite; 9 = échantillon dans sa chemise de hBN; 10 = piston d'alumine. L'enregistrement est réalisé sur 6 canaux. Les signaux sont préamplifiés de 60 dB. La fréquence d'enregistrement est de 50 MHz. Au maximum, 16 à 60 événements peuvent être enregistrés par secondes. Figure inspiré de *Gasc et al.* (2011).

Ce matériau inorganique intermétallique de structure pérovskite a des propriétés ferro-électriques piézoélectriques variant selon  $x$ . Ils produisent une charge électrique lorsqu'ils sont sollicités mécaniquement et peuvent aussi vibrer si on leur applique une charge électrique. Leur fréquence caractéristique est de 2 MHz. Ces capteurs peuvent résister à une température approchant 250 °C, température qu'ils n'atteignent pas pendant les expériences en D-DIA. Leur sensibilité est non-linéaire mais ils semblent enregistrer correctement les signaux acoustiques dans la bande de fréquence de 0,1 à 4 MHz.

Les données acoustiques brutes sont amplifiées à 60 dB. Les émissions acoustiques (AEs) sont enregistrées en utilisant un système d'acquisition par déclenchement, e.g. trois 3 des six capteurs doivent atteindre un voltage critique de 150 mV dans une fenêtre de temps de l'ordre de 50 ms pour que l'enregistrement se déclenche. La fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope digital est de 50 MHz. Le taux maximal d'enregistrement, jamais atteint durant les expériences, est de 15 à 60 événements par seconde.

Le dispositif d'écoute est utilisé pour savoir si les émissions acoustiques proviennent de

l'échantillon ou non. Pour ce faire, les temps d'arrivée des ondes P derrière les enclumes sont comparés les uns aux autres. Si le délai, après correction de la différence de longueur dans le carbure de tungstène et le diamant fritté, est  $|\Delta t_{\text{anvil}}| < 0.25$  s, les émissions sont considérées comme provenant de l'intérieur de la péridotite. Ce critère correspond à une vitesse moyenne des ondes P dans l'échantillon de  $8 \text{ km s}^{-1}$ . La localisation précise de la source sismique n'est pas nécessaire étant donné que nous n'avons pas la résolution pour associer de façon précise une microfaille avec un événement particulier.

Davantage d'information sur la localisation des événements acoustiques peut être consultée dans la littérature (*Gasc et al.*, 2011; *Schubnel et al.*, 2013).

## 3.2 Résultats expérimentaux

La déformation des péridotites artificielles décrites au **chapitre 2** a été suivie simultanément par diffraction et radiographie X et par acquisition des émissions acoustiques. Les résultats sont présentés en Figure 3.12 et récapitulés dans le Tableau 3.1.

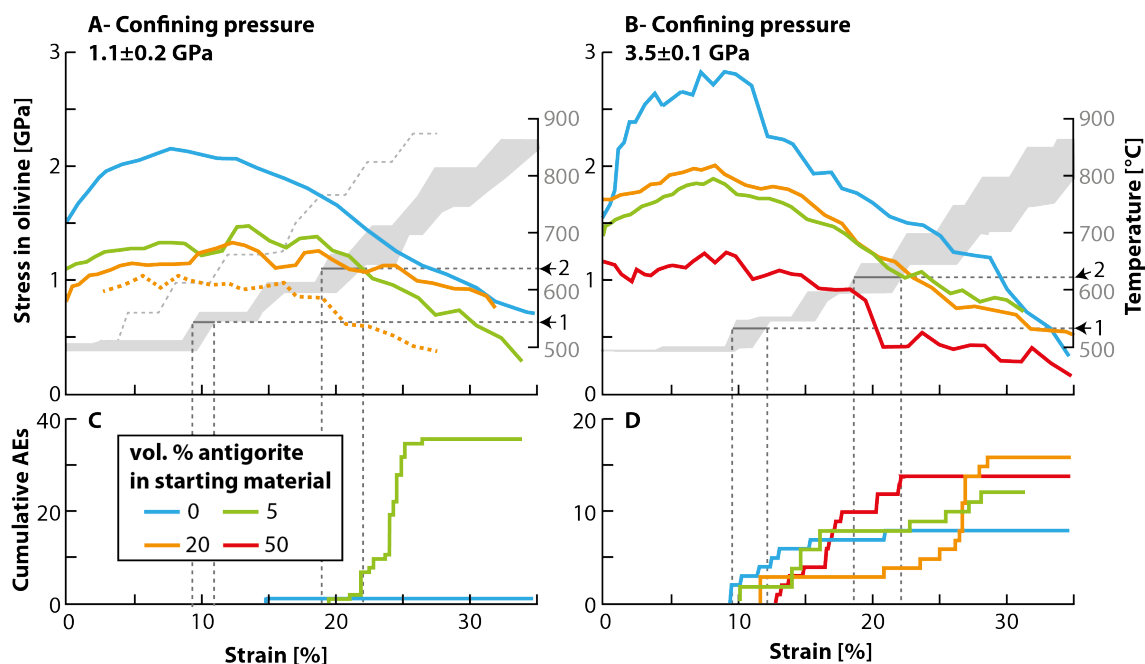


FIGURE 3.12 – **Contrainte différentielle, température et émissions acoustiques en fonction de la déformation.** Contrainte différentielle moyenne dans l’olivine en fonction de la déformation, calculée à partir des figures de DRX obtenue sous rayonnement synchrotron, pour des expériences réalisées à  $1,1 \pm 0,2$  GPa (A) et  $3,5 \pm 0,1$  GPa (B), et évolution de la température. Le nombre cumulé d’émissions acoustiques associées est présenté en (C) et (D). Les seuils de température correspondant au début réactions [1] (Perrillat *et al.*, 2005) et [2] (Wunder & Schreyer, 1997) sont décrits dans le texte (*section 3.2.2*) Les lignes pointillées indiquent l’évolution de la contrainte et de la température dans l’échantillon 20-1.1 (exp. D1619).

### 3.2.1 Description générale des résultats

Les conditions de déformation ont été choisies proches de la limite de stabilité de l’antigorite et représentatives des conditions de pression et de température régnant au niveau des hypocentres des séismes intermédiaires, soit  $1 < P < 3,5$  GPa et  $500 < T < 800$  °C [Figure 3.13].

Exp.	sample	$\phi_{\text{atg}}$	$\sigma_3$ (GPa)	$\Delta\sigma_{\text{max}}$ (GPa)	$\Delta\sigma_{\text{max}}/\sigma_3$	AEs	$\epsilon$ @ 650°C
D1665	00-1.2	0%	1.2±0.1 GPa	2.2±0.1 GPa	1.8±0.1 GPa	1	21%
D1617	05-1.1	5%	1.1±0.1 GPa	1.5±0.1 GPa	1.4±0.1 GPa	37	22%
D1619	20-1.1	20%	1.1±0.1 GPa	0.9±0.1 GPa	0.8±0.1 GPa	0	14%
D1777	20-1.2	20%	1.2±0.1 GPa	1.4±0.1 GPa	1.2±0.1 GPa	0	21%
D1778	00-3.5	0%	3.5±0.1 GPa	2.8±0.1 GPa	0.8±0.1 GPa	8	23%
D1659	05-3.5	5%	3.5±0.1 GPa	1.9±0.1 GPa	0.5±0.1 GPa	12	21%
D1662	20-3.5	20%	3.5±0.1 GPa	2.0±0.1 GPa	0.6±0.1 GPa	16	22%
D1779	50-3.5	50%	3.5±0.1 GPa	1.3±0.1 GPa	0.4±0.1 GPa	14	21%

TABLE 3.1 – **Résultats expérimentaux** : état de contrainte et activité acoustique pendant le chauffage des péridotites artificielles à haute pression en D-DIA. Taux imposé de raccourcissement axial de l'échantillon :  $\dot{\epsilon} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

Au total, huit expériences ont été réalisées [Tableau 3.1]. Le premier groupe d'échantillons a été déformé à 1,1 GPa et le second à 3,5 GPa afin d'explorer l'effet mécanique possible d'un  $\Delta V$  positif ou négatif associée à la déshydratation de l'antigorite. En effet, la pente de Clapeyron de la réaction de déshydratation passe de positive à négative entre les deux gammes de pressions choisies (Figure 3.12).

Les échantillons sont d'abord déformés à une température constante d'environ 500 °C. Lorsque la déformation dépasse 10 %, l'augmentation de température est réalisée à raison de  $\approx 4 \text{ °C} \cdot \text{min}^{-1}$ , afin de provoquer une déshydratation syndéformationnelle. Dans une expérience (D1619), le chauffage commence à 4 % de déformation, ce qui a empêché la contrainte d'atteindre des valeurs similaires aux autres expériences réalisées dans les mêmes conditions  $P$  et  $T$  [Tableau 3.1]. Le taux de déformation est  $\dot{\epsilon} = 5 \pm 0,1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (raccourcissement axial) et la vitesse de chauffe est  $\dot{T} = 6,3 \cdot 10^{-2} \text{ K s}^{-1}$ . Le rapport  $\dot{T}/\dot{\epsilon}$  est donc  $\approx 1250 \text{ K}$ , ce qui est dans la gamme de valeurs calculées pour les zones de subduction (100-10000 K; *Chernak & Hirth, 2011*).

La contrainte différentielle maximale à 500 °C décroît avec l'augmentation de la fraction volumique d'antigorite, ce qui est parfaitement en adéquation avec les études expérimentales effectuées à plus basse pression montrant que la présence de serpentine affecte fortement la rhéologie des péridotites altérées (*Escartin et al., 2001*). D'autre part, un adoucissement est systématiquement observé durant le chauffage des échantillons [Figure 3.12], i.e. on assiste à la relaxation des contraintes par chauffage (*Druiventak et al., 2012*). Ces valeurs sont proches des valeurs de résistance maximale en compression, étudiée en fonction de la température (*Demouchy et al., 2014*). En d'autres termes, les échantillons ne sont pas passés loin de leur transition fragile-ductile.

Des émissions acoustiques (AEs) ont été enregistrées pendant le chauffage sous contrainte d'échantillons contenant 5 à 50 % vol. d'antigorite, mais pas dans tous les cas. En effet, à 1,1 GPa, les AEs ne surviennent que dans le cas où  $\phi_{\text{atg}} = 5 \text{ % vol.}$ , alors qu'à 3,5 GPa des émissions acoustiques surviennent dans tous les cas [Figures 3.13 et 3.12]. Ces AEs sont

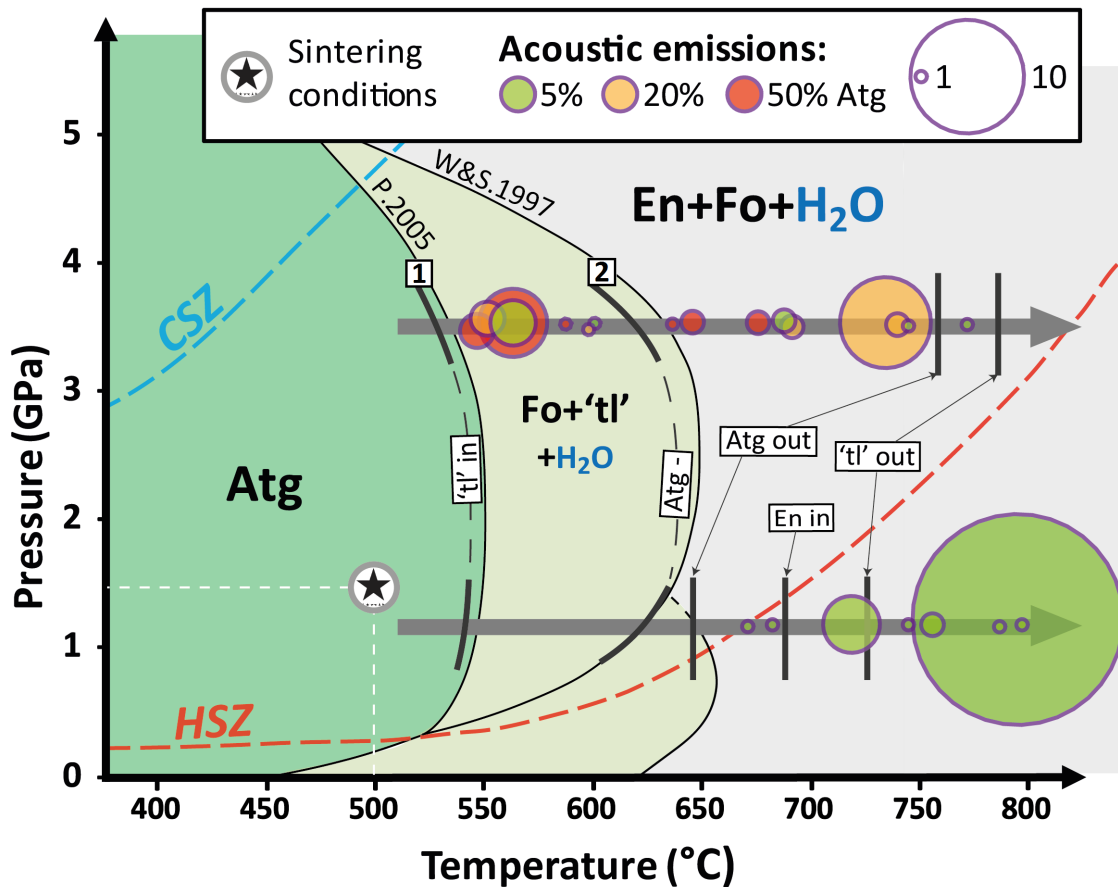


FIGURE 3.13 – Diagramme de phase : stabilité de l’antigorite et activité acoustique. Champ de stabilité de l’antigorite dans le système MSH, chemin  $P$ - $T$  expérimental approximatif (flèches grises), et activité acoustique (cercles). CHZ/HSZ : géothermes en haut du panneau lithosphérique plongeant pour des zones de subductions Froide/Chaude (Cold/Hot). Fo = forsterite ; Atg : antigorite ; En : enstatite ; 'tl' : phases 'talc-like'. P.2005 (Perrillat et al., 2005) : "talc-like" in (reaction 1) ; W&S.1997 (Wunder & Schreyer, 1997) : enstatite in. Les segments noirs indiquent l’initiation et la fin des réactions observées expérimentalement. "Atg -" indique la déstabilisation rapide de l’antigorite correspondant au début de la réaction [2].

enregistrées après le passage de la réaction (2) à 1,1 GPa et après le passage de la réaction (1) à 3,5 GPa (section 3.2.2). Elles attestent de la nucléation et de la propagation de ruptures dynamiques pendant la stabilisation de l’antigorite.

Dans le cas de la déformation d’olivine seule, quelques AEs sont enregistrées à 3,5 GPa au début de la rampe de température, lorsque la contrainte différentielle est maximale [Figure 3.12]. Le nombre d’AEs dans cet échantillon fritté d’olivine, bien que plus faible, n’est pas significativement différent de celui des autres échantillons déformés à 3,5 GPa. Cependant, les AEs y sont détectées à un niveau de contrainte plus important, supérieur à celui calculé à l’intérieur des lithosphères froides en subduction. D’autre part, ces échantillons ont été frittés à plus faible pression (1,5 GPa) et on ne peut pas entièrement exclure l’exis-

tence d'une infime porosité résiduelle. Or, la porosité, par nature, est une hétérogénéité susceptible d'engendrer des concentrations de contraintes et donc de jouer un rôle dans le déclenchement d'AEs une fois que l'échantillon est pressurisé jusqu'à 3,5 GPa, i.e. bien au-delà de la pression de frittage.

### 3.2.2 Stabilité de l'antigorite et décomposition thermique

Les conditions de stabilité de l'antigorite sont abordées au **chapitre 1** (section 1.5.5). La limite d'existence de l'antigorite (réaction 1.32) se situe entre 600 et 650 °C pour des pressions entre 1 et 4 GPa [Figure 3.13] (*Hilairiet et al.*, 2006; *Wunder & Schreyer*, 1997). La déstabilisation de l'antigorite peut s'effectuer en deux temps, mettant en jeu une phase intermédiaire proche du talc, le « talc-like ». Le début de déstabilisation de l'antigorite se situe alors entre 530 et 550 °C (1.36) (*Perrillat et al.*, 2005; *Chollet et al.*, 2011). Ces réactions se caractérisent par une pente de Clapeyron ( $\Delta V$ ) positive aux faibles pressions et négative au-dessus de 2 GPa.

Dans ces expériences, la limite de stabilité de l'antigorite (réaction [2]) est observée entre 600 et 700 °C à 1,1 GPa et entre 600 et 650 °C à 3,5 GPa (Figure 3.12). Les échantillons contenant 20 et 50 % de serpentine peuvent néanmoins conserver le signal de l'antigorite en DRX dans la mesure où la réaction nécessite un peu de temps (*Perrillat et al.*, 2005; *Chollet et al.*, 2011).

Le début des réactions [1] ("tl-in") et [2] ('Atg -'), est observé à une température légèrement inférieure à ce que prévoient les études cinétiques (*Perrillat et al.*, 2005; *Chollet et al.*, 2011). L'antigorite contient aussi des traces d'ions ferriques  $Fe^{3+}$ , ce qui mène généralement à la présence d'oxydes ferrique  $Fe_2O_3$  parmi les produits de réaction. La présence de fer diminue les températures de réaction (*Padrón-Navarta et al.*, 2010; *Worden*, 1991). Quelques sites octaédriques et tétraédriques peuvent aussi être occupés par des ions aluminium  $Al^{3+}$ , ce que l'on néglige dans l'antigorite de Corse (pauvre en aluminium), bien que cela puisse étendre son champ de stabilité (*Bromiley & Pawley*, 2003).

Par ailleurs, étant donné que la calibration de la température a été réalisée sur des assemblages non-déformés, la valeur de température calculée peut être surestimée pendant la déformation. En effet, le raccourcissement de l'échantillon selon l'axe de compression diminue la distance entre les enclumes supérieure et inférieure en carbure de tungstène, qui sont des dissipateurs thermiques efficaces (*Raterron et al.*, 2013).

La présence de produits de réaction est détectée par DRX à des températures supérieures à celles déterminées par les études cinétiques (*Perrillat et al.*, 2005; *Chollet et al.*, 2011) : une phase 'talc-like' apparaît entre 520 et 650 °C aux deux conditions de pression. De l'enstatite a uniquement été détectée à des températures supérieures à 680 °C à 1,1 GPa [Figure 3.13]. Ces dépassements de température peuvent être attribués à une vitesse de chauffe dépassant les vitesses de réaction, en particulier les vitesses de nucléation et de croissance des cristaux.

## 3.2 Résultats expérimentaux

---

Enfin, la présence de produits de réaction en excès favorise sa stabilité, alors que la fugacité de l'eau et la quantité de chemins d'accès permet à la réaction de se poursuivre. La réduction rapide de l'intensité des pics de diffraction de l'antigorite [Figure 3.13, 'Atg -'] indique une accélération de la déshydratation de l'antigorite, ce qui favorise la poursuite des réactions produisant le talc ou le 'talc-like'.

### 3.2.3 Activité acoustique pendant les expériences

L'occurrence de signaux acoustiques juste après le début de la température de la déshydratation est caractéristique de la moitié des expériences réalisées [Figure 3.12]. À 1,1 GPa, les AEs sont observées au même moment que la croissance de l'enstatite, i.e. réaction [2]. À 3,5 GPa, les AEs sont observées depuis l'apparition et jusqu'à la disparition du 'talc-like', i.e. tout au long du processus de déshydratation. Des AEs sont observées pendant la déshydratation à 1,1 GPa uniquement pour  $\phi_{atg} = 5$  % vol. ; À 3,5 GPa, les AEs sont observées dans tous les échantillons, i.e.  $\phi_{atg} = 5$  à 50 % vol. [Figure 3.13, 3.12c-d].

Au total, 79 AEs ont été enregistrées [Tableau 3.1] dans des agrégats antigorite-olivine en cours de déserpentinisation. La magnitude des AEs est définie de la façon suivante :

$$M_{AE} = \log_{10} E , \quad (3.6)$$

où  $E$  est l'énergie moyenne ( $V^2$ ) des signaux acoustiques amplifiés. Cette quantité est relative, comme l'est la magnitude de moment définie pour les séismes, et permet de comparer les événements les uns avec les autres.

Les magnitudes des 79 AEs ont été calculées. La distribution des magnitudes suit une loi puissance de Gutenberg-Richter [Figure 3.14a] telle que :

$$\log_{10} N = 1.973 - 0.58M_{AE} , \quad (3.7)$$

Ici,  $\log_{10} N_0 = 1.973$ , soit  $N_0 = 94$ , ce qui signifie que le catalogue d'émissions acoustiques enregistrées est presque complet et que 80 % des émissions générées durant les expériences ont été enregistrées.

Les transformées de Fourier (Fast Fourier Transform, FFT) des formes d'ondes montrent des fréquences coin  $f_c \sim 2$  MHz pour les plus grosses émissions. La Figure 3.14b présente les FFT des formes d'ondes de trois AEs enregistrées derrière les enclumes de carbure de tungstène pendant la déshydratation sous contrainte de l'échantillon 05-1.1 (D1677,  $\phi_{atg} = 5$  vol.%,  $P_c \sim 1.1$  GPa). Elles représentent trois magnitudes représentatives du jeu de données, l'une grande ( $M_{AE} 2.7$ ), la deuxième médiane ( $M_{AE} 1.1$ ) et la troisième faible ( $M_{AE} 0.7$ ). Pour chaque événement, les fréquences coin sur tous les récepteurs sont proche de 2.5 MHz, indépendamment de la magnitude. Peut-être se heurte-t-on alors à une limite technique : notre système d'acquisition ne permettrait pas de résoudre des fréquences supérieures aux



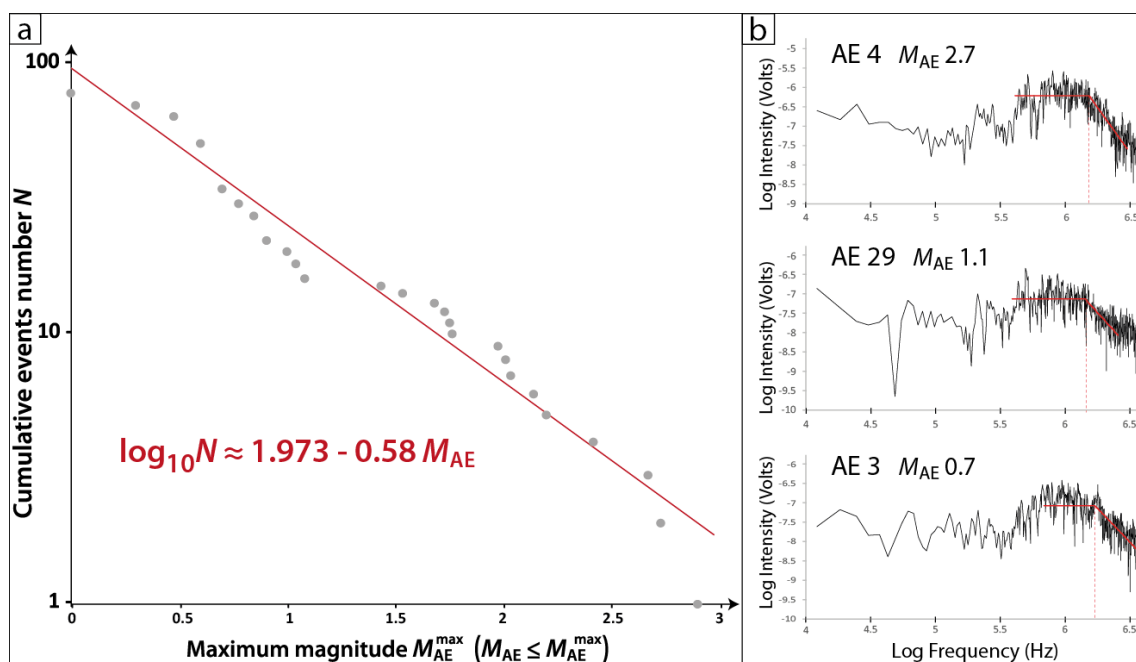


FIGURE 3.14 – **Loi de Gutenberg-Richter expérimentale.** a : Distribution statistique des magnitudes relatives  $M_{AE}$  pour le catalogue entier des émissions acoustiques enregistrées. La magnitude est calculée comme  $M_{AE} = \log_{10} E$ , où  $E$  est la surface la forme d'onde (en  $V^2$ ), considérée proportionnelle à l'énergie radiée sous forme d'ondes acoustiques. b : Transformées de Fourier log-log de trois AEs enregistrées sur le capteur 3, à l'arrière d'une enclume en carbure de tungstène. Les signaux montrent une fréquence coin  $f_c$  d'environ 2,5 MHz en moyenne, quelque soit la valeur de  $M_{AE}$ .

valeurs précédemment citées. En d'autres termes, les transducteurs, les amplificateurs, la colle, sont autant de filtres entravant la qualité de l'écoute. Ainsi, on peut affirmer que la fréquence coin calculée à partir des formes d'ondes enregistrées est une borne inférieure des valeurs réelles décrivant les événements. En considérant une vitesse de rupture  $V_r$  égale à la vitesse des ondes S ( $5 \text{ km s}^{-1}$ ), une borne supérieure de la taille  $L$  des failles serait donc  $V_r/f_c = 2 \text{ mm}$ , i.e. valeur inférieure à la hauteur de l'échantillon déformé.

Pour une fréquence de 2.5 MHz, la faille devrait mesurer  $\approx 2.5 \text{ mm}$ , soit à peu près la taille de l'échantillon. Ici, seulement les plus grandes failles traversant l'échantillon entier [Figure 3.15a, 3.16] ont une fréquence coin mesurable. Une de ces failles est décrite en détails en **section 3.2.4**. La loi de Gutenberg-Richter mise en évidence suggère que des AEs plus grandes auraient été observées si les échantillons avaient été plus grands. D'autre part, la valeur minimale de  $M_{AE}$  correspond au seuil de détection imposés aux transducteurs, i.e. au-dessus du niveau de bruit pendant les expériences. Enfin, une loi d'échelle a récemment été montrée entre l'énergie de fracture dissipée pendant une rupture sismique et la taille des aspérités sur le plan de faille (Passelègue *et al.*, 2016), relation semblant continue entre le laboratoire et le terrain. Les trois ordres de grandeur dans la taille de la source sismique

### 3.2 Résultats expérimentaux

[Figure 3.1.5] suggèrent que les observations réalisées au laboratoire nous renseignent sur un phénomène similaire ayant lieu à plus grande échelle.

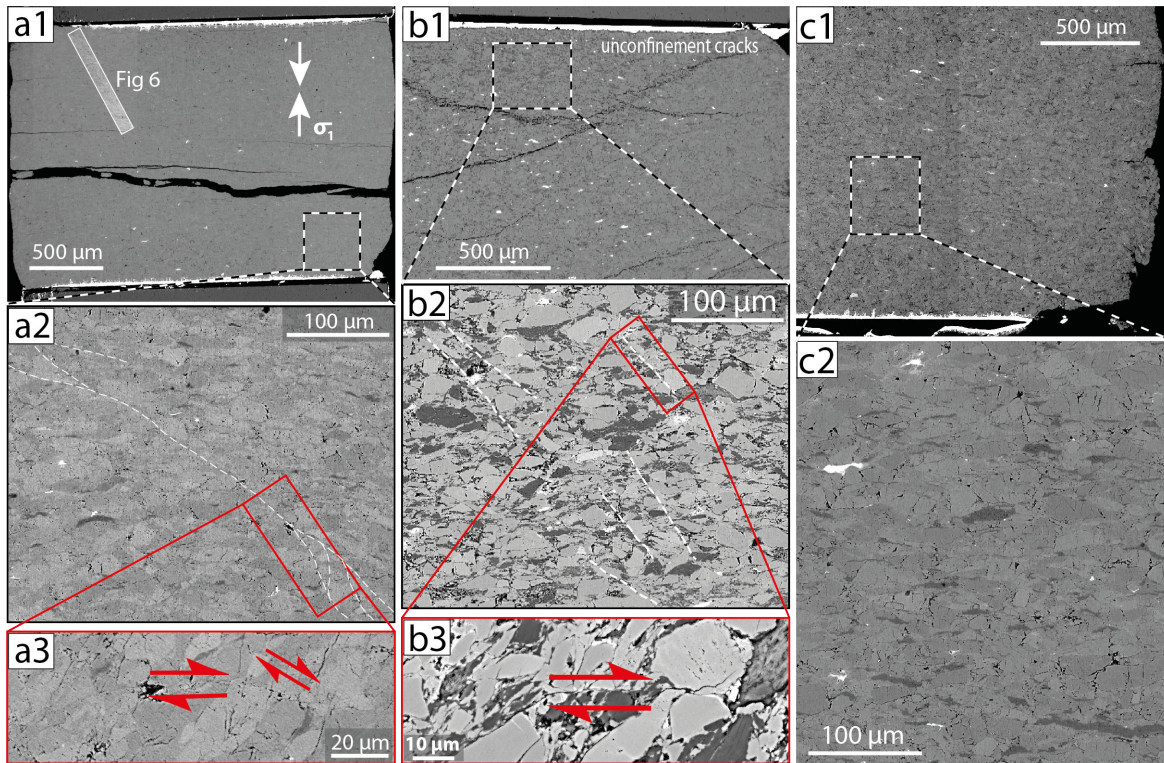


FIGURE 3.15 – Micrographe (MEB) des échantillons 05-1.1 (a), 50-3.5 (b) et 20-1.2 (c). a1 : échantillon et localisation de la Figure 3.16; a2 : Faille scellée; a3 : grains intensément cisailés le long de cette faille; b1 : échantillon 00-3.5; b2 : failles; b3 : microfailles dans l’olivine et l’antigorite entre deux pseudomorphes d’antigorite; c1 : échantillon 20-1.2; c2 : détail montrant une texture homogène de l’échantillon 20-1.2 avec des grains et pseudomorphes d’antigorite aplatis.  $\sigma_1$  indique l’axe de compression maximale.

Une image de la faille non-interprétée avec  $\sigma_1$  vertical [Figure 3.17] donne une idée de la subtilité qu’il a fallu affronter lors de la première observation du spécimen.

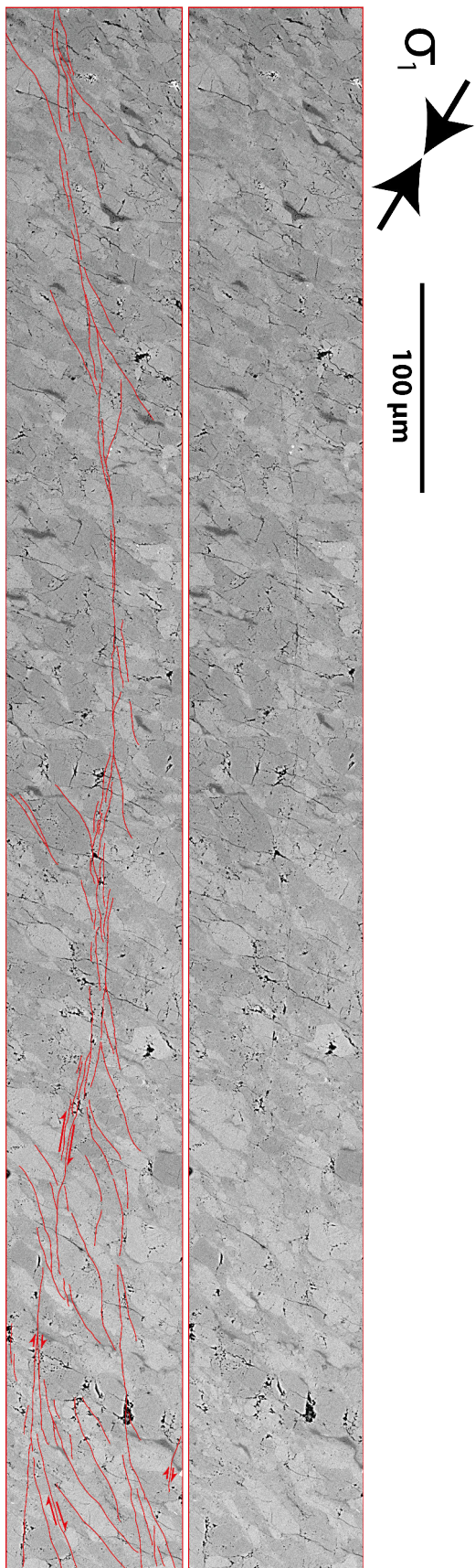


FIGURE 3.16 – Micrographie (MEB) de la faille formée à haute pression localisée en Figure 3.15, avec et sans interprétation. Échantillon 05-1.1. Détails en Figures 3.21 et 3.22. Voir A3 en annexe 4.

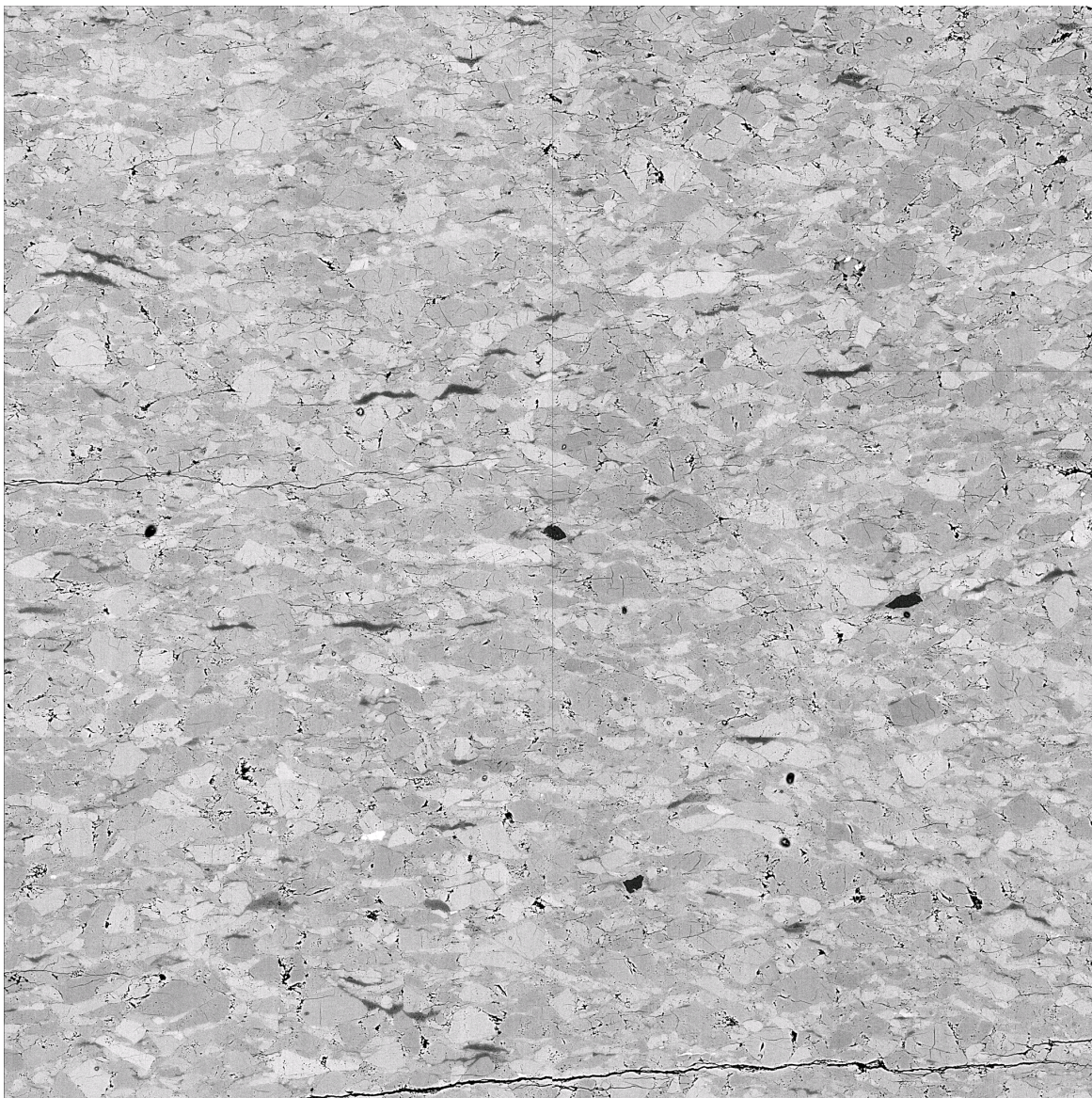


FIGURE 3.17 – **Aperçu de la microstructure de l'échantillon 05-1.1 et faille de haute pression.** Les fragments d'olivine de San Carlos plus ou moins riches en fer apparaissent en gris clair légèrement nuancé d'un grain à l'autre. Les grains d'antigorite partiellement déshydratés (gris foncé) apparaissent écrasés perpendiculairement à  $\sigma_1$  (vertical). Les petites zones noires correspondent soit à des poussières de carbone dues à la métallisation soit à des petits volumes de silice. La silice provient certainement des fluides ayant circulé dans l'échantillon lors de sa déserpentinisation. Largeur de l'image = 1 mm.

### 3.2.4 Observations microstructurales

L'observation au microscope électronique à balayage (MEB) des échantillons déformés (sections verticales), en mode BSE (électrons rétro-diffusés), montre une population de fines failles dans les échantillons qui contenaient initialement de l'antigorite et qui ont produit des émissions acoustiques [Figure 3.15a-b]. Les échantillons contenant 20 % d'antigorite déformés à 1,2 GPa [Figure 3.15c] montrent une déformation homogène, avec des pseudomorphes d'antigorite ayant subi un cisaillement important, i.e. marqueurs de localisation de la déformation. La structure des fantômes d'antigorite (pseudomorphes) rappelle la texture spinifex (Xia, 2013), i.e. texture dendritique des komatiites [Figure 3.18].

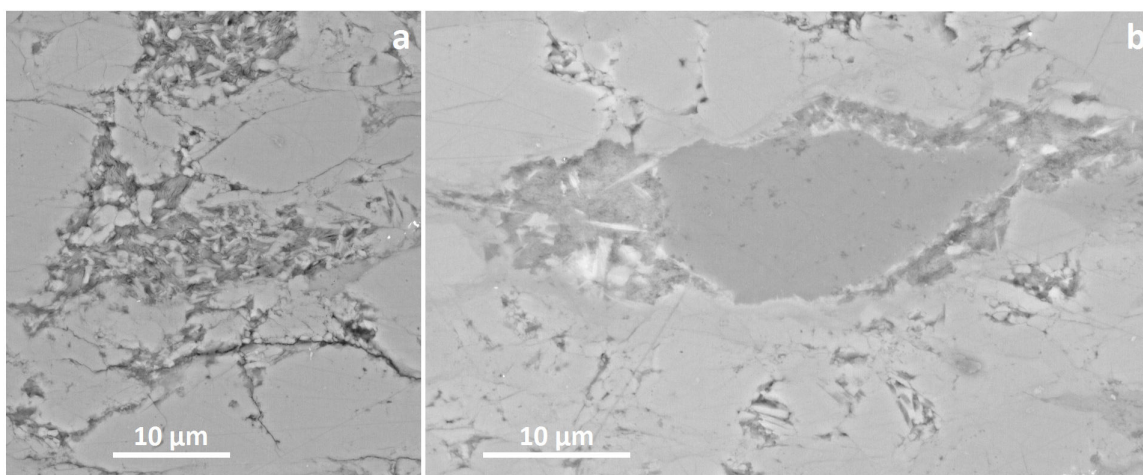


FIGURE 3.18 – **Aperçu de la microstructure de l'échantillon 20-1.2 & antigorite déshydratée.** a : grain d'antigorite entièrement déstabilisé montrant notamment des cristaux d'énstatite micrométriques ; b : grain d'antigorite uniquement déshydraté en périphérie. La direction maximale du raccourcissement est verticale sur l'image.

L'échantillon d'olivine seule déformé à 3,5 GPa (00-3.5) montre une microstructure tout-à-fait différente [Figure 3.19] : des bandes de cisaillements de 50 à 100 µm d'épaisseur traversent l'échantillon. Ces bandes de cisaillement sont constituées de grains d'olivine très anguleux sub-micrométriques à micrométriques. Cependant, dans ces échantillons sans antigorite, les AEs sont moins nombreuses et uniquement détectées à un haut niveau de contrainte macroscopique, au début de la rampe d'augmentation de la température [Figure 3.12]. Ces grandes bandes cataclastiques pourraient être la conséquence de distorsions locales du champ de contrainte par relaxation thermique dans les cristaux d'olivine (ou dans l'assemblage), lorsque la contrainte différentielle est très importante (presque 3 GPa). Les bandes de cisaillement cataclastiques de cette largeur sont rarement associées à un unique événement de rupture dynamique, parce que l'énergie élastique est convertie en énergie de surface et dissipée par les fractures dans la zone de cisaillement plutôt que rayonnée à haute vitesse. Il est aussi possible que le chauffage (550 à 850 °C) et la déformation consécu-

### 3.2 Résultats expérimentaux

tifs à la génération de ces AEs aient modifié la microstructure correspondant effectivement à ces événements dynamiques. Cet échantillon n'a pas fait l'objet d'investigations supplémentaires.

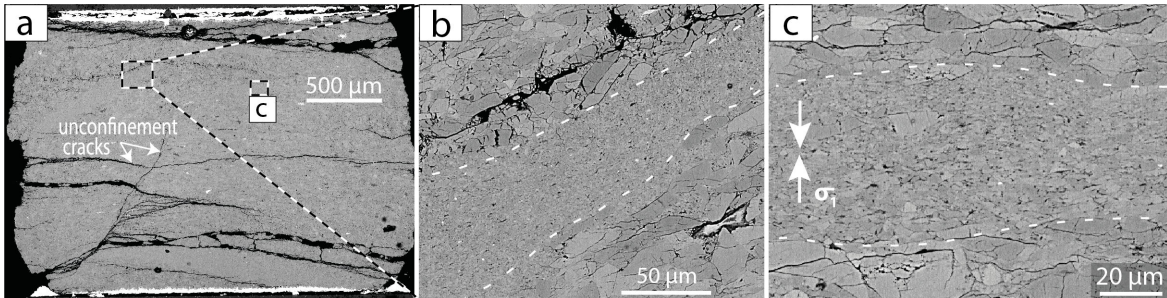


FIGURE 3.19 – Micrographe (MEB) de l'échantillon 00-3.5. a : échantillon entier ; b : zone de cisaillement à taille de grain fortement réduite ; c : détail de la zone de cisaillement, montrant des grains anguleux d'olivine micrométriques.  $\sigma_1$  indique la direction maximale de raccourcissement.

En comparaison des failles observées dans l'olivine seule, les failles observées dans les agrégats antigorite-olivine qui ont produit des AEs pendant la déshydratation sont bien plus fines et sont remplies avec un matériau sub-micrométrique ne pouvant pas être résolu avec un MEB [Figures 3.15a-b, 3.20]. Un mécanisme de rupture différent est donc entré en jeu dans les échantillons en cours de déserpentinisation, sous une contrainte différentielle plus faible que dans les échantillons d'olivine seule.

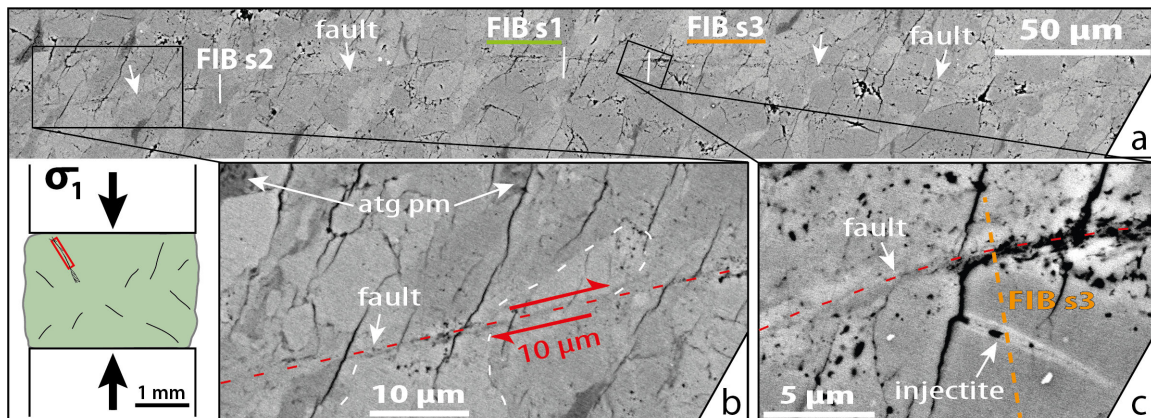


FIGURE 3.20 – Observations microstructurales dans l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{atg} = 5\%$  ; 1,1 GPa). a : Trace de la faille (complète en Figures 3.16 et 3.17), et localisations des lames FIB ; b-c : vue rapprochée de la faille : pseudomorphes d'antigorite (atg pm) et grains cisailés (déplacement  $\sim 10\ \mu\text{m}$ ) (b) ; position de la lame FIB s3 [Figure 3.22], passant par une injectite (c).

Cette faille de  $\approx 1\ \text{mm}$  de long est la plus longue repérée. La surface de glissement de ces failles est entièrement scellée [Figure 3.20b-c], ce qui est typique des failles de haute

pression (Schubnel *et al.*, 2013; Green II *et al.*, 2015). Les marqueurs de déplacement indiquent un décalage minimum de 10  $\mu\text{m}$  [Figure 3.15a-b, 3.16, 3.21].

On peut appliquer la formule du moment sismique (Kanamori, 1977) :

$$M_0 = \mu D S , \quad (3.8)$$

avec  $\mu \sim 80$  GPa (module de cisaillement de l'olivine),  $D \approx 10$   $\mu\text{m}$  (glissement total) et  $S \sim 10^{-6}$   $\text{m}^2$  (aire de la surface de faille). Le moment sismique est alors estimé à  $M_0 \approx 0,8$  Nm et la magnitude associée est  $M_w \approx -6$ .

La chute de contrainte associée peut être calculée, en supposant que la faille est circulaire et croit à vitesse constante, comme suit :

$$\Delta\sigma = \frac{C \mu D}{L} , \quad (3.9)$$

où  $L = 1$  mm (longueur de faille) et  $C \sim 1$  (constante géométrique). La chute de contrainte serait donc de  $\approx 800$  MPa, ce qui signifierait que la contrainte a été presque entièrement relâchée par la rupture. Cette valeur est bien au-delà des valeurs issues des études sismologiques des séismes intermédiaires jusqu'à ce jour (Prieto *et al.*, 2013). Une telle chute de contrainte  $\Delta\sigma$  est également bien au-dessus de la résolution de la mesure par diffraction ( $< 100$  MPa), et ne peut être passée inaperçue que si la faille ne s'est ni développée sur le chemin des rayons X ni sur toute la hauteur de l'échantillon. C'est notamment le cas de la faille illustrée en détails [Figure 3.15a, 3.16, 3.22 & 3.21].

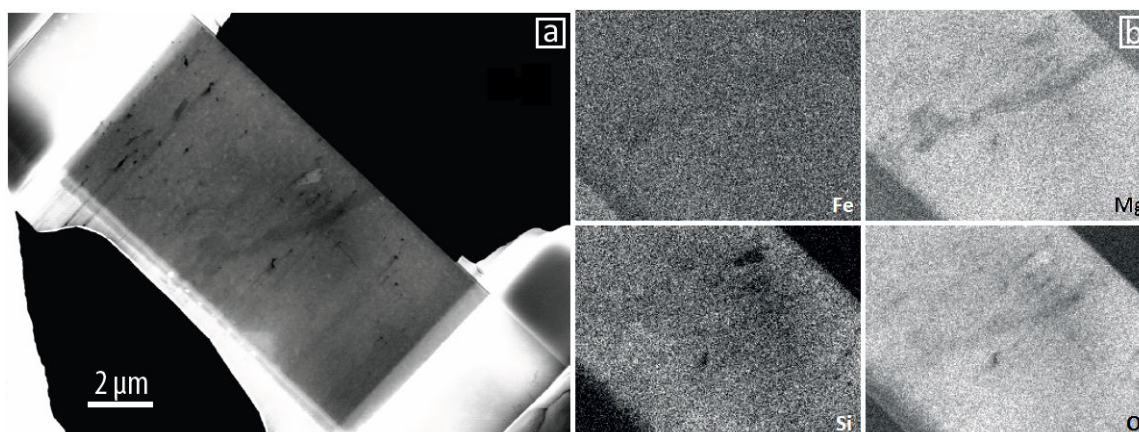


FIGURE 3.21 – **Microstructures (MEB) de l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{\text{atg}} = 5\%$ , 1.1 GPa).** Lame FIB 2 : contraste de densité (a) et cartographie EDX (Fe, Mg, Si, O), montrant que le plan de faille est appauvri en magnésium (b).

L'observation au microscope électronique à transmission (MET), en fond clair (mode BF), révèle les détails de la zone de faille observée dans l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{\text{atg}} = 5\%$  vol.) déformé à 1,1 GPa [Figure 3.22].

### 3.2 Résultats expérimentaux

---

Des lames FIB, i.e. feuilles très fines fabriquées grâce à un faisceau d'ions focalisés, ont été réalisées aux trois positions localisées en Figure 3.20. Une analyse chimique d'une de ces lames (MEB BSE, électrons rétro-diffusés) [Figure 3.21] montre que la faille [Figure 3.16] est remplie d'un matériau légèrement appauvri en magnésium, ce qui est un indice fort de la présence des produits de déshydratation de l'antigorite tels que le talc ou le talc-like (Perrillat *et al.*, 2005). L'imagerie au MET des lames FIB [Figure 3.22] offre une vue plus rapprochée sur les produits de déshydratation, en particulier les sphérulites d'oxydes de fer et les vésicules de fluide. Interprète la phase peu dense (teintes claires en transmission) est probablement la phase "talc-like", connue pour être très souvent mal cristallisée ou désordonnée (Perrillat *et al.*, 2005).

La faille contient une gouge de 20 à 200 nm d'épaisseur, composée de matériel amorphe, de nano-cristaux et d'inclusions de fluide [Figure 3.22]. Ces vésicules ressemblent beaucoup à celles récemment observées suite à des expériences de stick-slip dans l'antigorite de Corse à plus basse pression, au cours desquelles une fusion éclaira a lieu au contact des aspérités (Brantut *et al.*, 2016). Enfin, dans une fracture épaisse d'un 1  $\mu\text{m}$  connectée à la faille [Figures 3.20c & 3.22c], on peut voir des nano-cristaux d'olivine automorphes ainsi qu'une phase amorphe aux jonctions triples, ce qui ressemble aux microstructures obtenues lorsqu'on trempe une périclote partiellement fondue (Hirth & Kohlstedt, 2015).



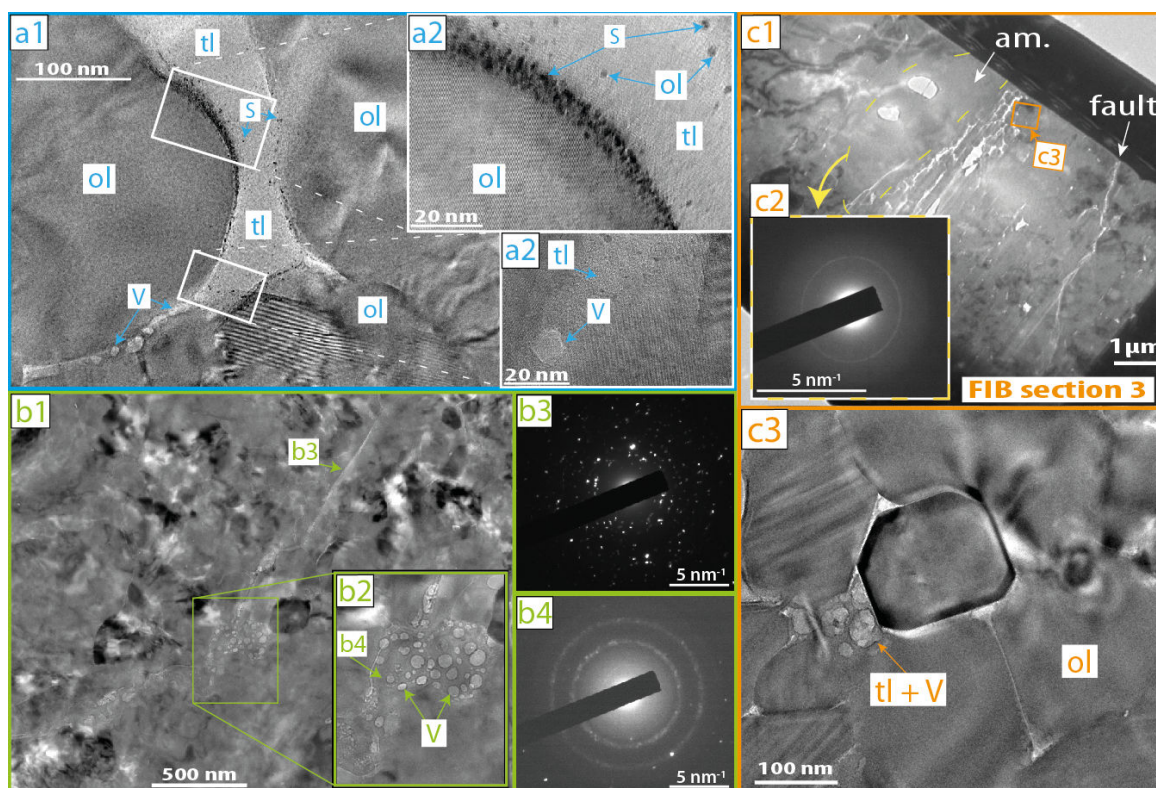


FIGURE 3.22 – Microstructures (MET) dans l'échantillon 05-1.1 ( $\phi_{atg} = 5 \%$ , 1.1 GPa), en champ clair (mode BF). a1 : à distance de la faille ( $> 1 \mu\text{m}$ ), image MET montrant des sphérulites d'oxydes de fer (S) et une phase faible et désordonnée (tl), i.e. produits de la déshydratation de l'antigorite, ainsi que des vésicules; a2 : détail montrant des cristaux d'olivine et d'oxydes de fer; a3 : vésicule au sein de la phase désordonnée entre deux grains d'olivine. b1 : lame FIB 1; b2 : image MET montrant que la faille contient des vésicules (V), qui décrépitent sous le rayon du MET (200 keV) et contiennent vraisemblablement des fluides; b3 : figure de DRX montrant une microstructure nanocristalline près de l'interface de faille; b4 : figure de DRX montrant du matériel amorphe entourant les inclusions fluides. c1 : image MET de la lame FIB 3; c2 : figure de DRX dans l'injectite, montrant du matériel amorphe sur une surface de  $\sim 10 \mu\text{m}^2$ , i.e. significativement plus large que la faille; c3 : cristaux d'olivine automorphes et jonctions triples mouillées sur bord de l'injectite, près de la faille. Les trous sont des artefacts de préparation de la lame FIB dus au faisceau d'ions focalisé).

## 3.3 Interprétation et discussion

"The great seal of truth is simplicity."

« La signature de la vérité est la simplicité. »

Herman Boerhaave

Botaniste, médecin et chimiste hollandais (1668–1738)

### 3.3.1 Des pseudotachylites expérimentales

Les observations microstructurales de l'échantillon 05-1.1 suggèrent fortement que la surface de faille a fondu pendant l'expérience (Proctor et al., 2014; Brantut et al., 2016), ce qui signifie que nous avons affaire à une micro-pseudotachylite. Ces pseudotachylites dans ces échantillons millimétriques sont la trace de la propagation rapide d'une rupture sismique et d'une lubrification complète de la surface de faille par la roche fondue pendant le glissement (Di Toro et al., 2006).

La durée du glissement en un point donné peut être estimée par :

$$t = \frac{L}{V_R} , \quad (3.10)$$

où  $L = 1$  mm est la longueur de la faille et  $V_R$  est la vitesse de rupture. Si on considère que  $V_R = 3$  km s<sup>-1</sup> (vitesse des ondes de Rayleigh), alors  $t = 3,3 \times 10^{-7}$ .

On peut définir une longueur  $\lambda$  de diffusion thermique telle que :

$$\lambda = \sqrt{\kappa \cdot t} , \quad (3.11)$$

avec  $\kappa = 1$  m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> (diffusivité thermique). Alors on a  $\lambda \approx 5,5 \times 10^{-4} \gg w_{\max} \sim 200$  nm (épaisseur maximale de la faille). On peut donc négliger la diffusion thermique.

Considérant que tout le travail mécanique  $W = \bar{\tau} D$  est converti en chaleur  $Q = (\Delta T c_p + H)w$ , l'épaisseur maximale de la zone fondue suit la relation suivante (Di Toro et al., 2006) :

$$w = \frac{\bar{\tau} D}{\rho (\Delta T c_p + H)} , \quad (3.12)$$

où  $\bar{\tau} \sim 500$  MPa est la contrainte tangentielle moyenne,  $D$  est le déplacement total cosismique,  $\rho \sim 3,3 \times 10^3$  kg m<sup>-3</sup> est la masse volumique de la péridotite,  $\Delta T \sim 1000$  °C est la différence de température pour atteindre le point de fusion,  $c_p \approx 1$  kJ kg<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> est la capacité thermique, et  $H \approx 0,3$  MJ kg<sup>-1</sup> est la chaleur latente de fusion.

Un déplacement cosismique  $D_c \approx 2$  μm, soit seulement  $\approx 20$  % du glissement total  $D$  déduit des marqueurs de déplacement, suffit à produire une couche de fonte d'épaisseur  $w \sim 200$  nm, ce qui est l'épaisseur maximale de la « gouge » observée *post-mortem* [Figure 3.22].

L'efficacité sismique  $\chi$  est définie comme suit (*Kanamori, 2001*) :

$$\chi = 1 - \frac{\tau_{ss}}{\bar{\tau}} , \quad (3.13)$$

avec  $\tau_{ss}$  la contrainte cisailante pendant le glissement. Ici,  $\chi \approx 0,9$ , ce qui est une valeur haute, suggérant que 90 % du travail mécanique  $W$  a été transformé en énergie de fracture  $E_G$  ou rayonnée sous forme d'énergie sismique  $E_R$ .

À l'exception de quelques injectites micrométriques, dont la formation dépend aussi d'une éventuelle suppression de la roche fondue, la rupture sismique à haute pression et haute température dans nos échantillons ne devrait mener qu'à un faible niveau de fracturation. En effet, l'ouverture de fractures en mode I est inhibée à un tel niveau de contrainte normale  $\sigma_n$ . On peut donc faire l'hypothèse raisonnable que  $E_G$  est faible à côté de  $E_R$ .

On a vu au **chapitre 1** que l'efficacité sismique telle que définie par les sismologues s'écrit (*Abercrombie & Rice, 2005*) :

$$\eta = \frac{E_R}{E_G + E_R} , \quad (3.14)$$

et sa valeur semble ici bien supérieure à ce qui est généralement observé en sismologie pour les séismes intermédiaires (*Prieto et al., 2013*).

Il s'agit bien d'un paradoxe, qui s'ajoute à l'absence d'une grande chute de contraintes dans les données de diffraction. Ce paradoxe pourrait être résolu de deux manières :

- seulement 10 à 20 % du glissement total sur la faille est produit de façon co-sismique, et la plupart du glissement est asismique (after-slip) ;
- la chute de contrainte totale est un phénomène dynamique (*Passelègue et al., 2016*), i.e. transitoire, et est immédiatement suivie d'un renforcement dû à la trempe.

En effet, si une chute de contrainte totale a lieu de manière dynamique pendant moins d'une seconde à l'échelle de la faille expérimentale et est directement suivie d'un renforcement, i.e. augmentation du coefficient de friction, il n'est pas possible de la détecter au laboratoire à cause des limites de détection de la méthode de mesure. À l'échelle lithosphérique, les techniques sismologiques ne permettent pas non plus de détecter cette chute de contraintes transitoire. En fait, la chute de contrainte associée à un tremblement de terre est généralement inversée à partir d'estimations de la fréquence coin et correspond donc à une valeur finale, moyenne et apparente, dite « statique », accommodée sur le plan de faille entier (*Prieto et al., 2013*). Des mesures récentes de chutes de contraintes dynamiques en laboratoire (*Brantut et al., 2016*) et de comportement frictionnel à haute vitesse (*Proctor et al., 2014*) dans l'antigorite suggèrent que ce deuxième scénario correspond à ce qui se produit en réalité.

#### 3.3.2 Une invalidation du modèle de « déshydratation embrittlement »

Le modèle de *dehydration embrittlement*, au moins valable à basse pression ( $P < 0,5$  GPa ; *Raleigh & Paterson*, 1965), considère une réduction de la contrainte effective associée à une augmentation de la pression de fluides comme le facteur principal dans le déclenchement d'instabilité mécanique (voir section 1.2.4).

Les conditions les plus propices à la fragilisation par surpression de fluides sont :

- un  $\Delta V$  positif, i.e.  $P < 2$  GPa, permettant une augmentation de  $P_f$  ;
- une grande quantité d'antigorite.

Dans mes expériences, des AEs ont été observées à des pressions inférieures à 2 GPa uniquement lorsque  $\phi_{\text{atg}} = 5$  % et seulement après la déstabilisation du talc, i.e. réaction associée à une variation de volume négative [Figure 3.13]. Il faut noter que l'antigorite est observée jusqu'à  $\approx 650$  °C.

Au-dessus de 2 GPa, le  $\Delta V$  (solide + fluide) est négatif pour les deux étapes du processus déshydratation de l'antigorite. Une surpression de fluide n'est donc pas attendue, sauf dans le cas d'une compaction significative de l'échantillon, ce qui n'est pas observé. Pourtant, des AEs sont enregistrées à 3,5 GPa, et ce pendant tout le processus de déshydratation. Ce déclenchement systématique d'émissions acoustiques par déshydratation est observé indépendamment de  $\phi_{\text{atg}}$  (5 - 50 % vol.).

Il est plus facile de concentrer des contraintes autour de volumes en contraction, et donc d'y générer une instabilité mécanique, comme il est plus facile de fracturer une roche en extension qu'en compression (section 1.2.1) [Figure 1.9]. À 1,1 GPa, le  $\Delta V$  de la réaction [1] est positif ( $\approx + 5$  % ; *Gasc et al.*, 2011), ce qui tend à empêcher la survenue d'une instabilité mécanique dans le squelette d'olivine ; à 3,5 GPa le  $\Delta V$  est négatif ( $\approx - 1$  % ; *Gasc et al.*, 2011), ce qui favorise l'accumulation de contraintes en tête de clusters d'antigorite en déshydratation, et donc les instabilités mécaniques.

Un  $\Delta V$  pourrait également favoriser une circulation rapide de fluides, ce qui favorise les réactions, alors qu'à 1,1 GPa la mobilité des fluides est plus faible, permettant ainsi aux clusters d'antigorite de rester stables plus longtemps. Les observations [Figures 3.13] suggèrent qu'un  $\Delta V$  négatif est plus favorable au déclenchement de ruptures dynamiques, ce qui implique que **les surpressions de fluides ne jouent qu'un rôle secondaire** dans la fragilisation des péridotites du manteau, comme déjà suggéré par les résultats expérimentaux de déserpentinisation de péridotites (*Jung et al.*, 2004).

#### 3.3.3 Le modèle de transfert de stress par déshydratation, ou « DDST »

##### 3.3.3.1 Présentation du modèle DDST

Les ruptures dynamiques à 1,1 GPa nécessitent localement une plus forte accumulation de contraintes que celles se produisant à 3,5 GPa (section 3.3.2). D'autre part, à 1,1 GPa,

ces instabilités mécaniques ne se produisent que lorsque le taux d'antigorite est faible ( $\phi_{\text{atg}} < 10 \%$ ).

Ce modèle de transfert de contraintes provoqué par la déshydratation, ou « *DDST* » (Dehydration-driven stress transfert), est alternatif au modèle de *dehydration embrittlement*. Dans ce modèle, un transfert de contrainte est opéré lors de la déshydratation des volumes d'antigorite vers les volumes d'olivine qui les entourent (*DDST*), ce qui déclenche la fragilisation de la péridotite. Les suppressions de fluides sont écartées.

Ce modèle conceptuel, décrit ci-dessous [Figure 3.23], soutient que la nucléation de ruptures dynamiques dans les agrégats olivine-antigorite constitue un problème de « percolation ».

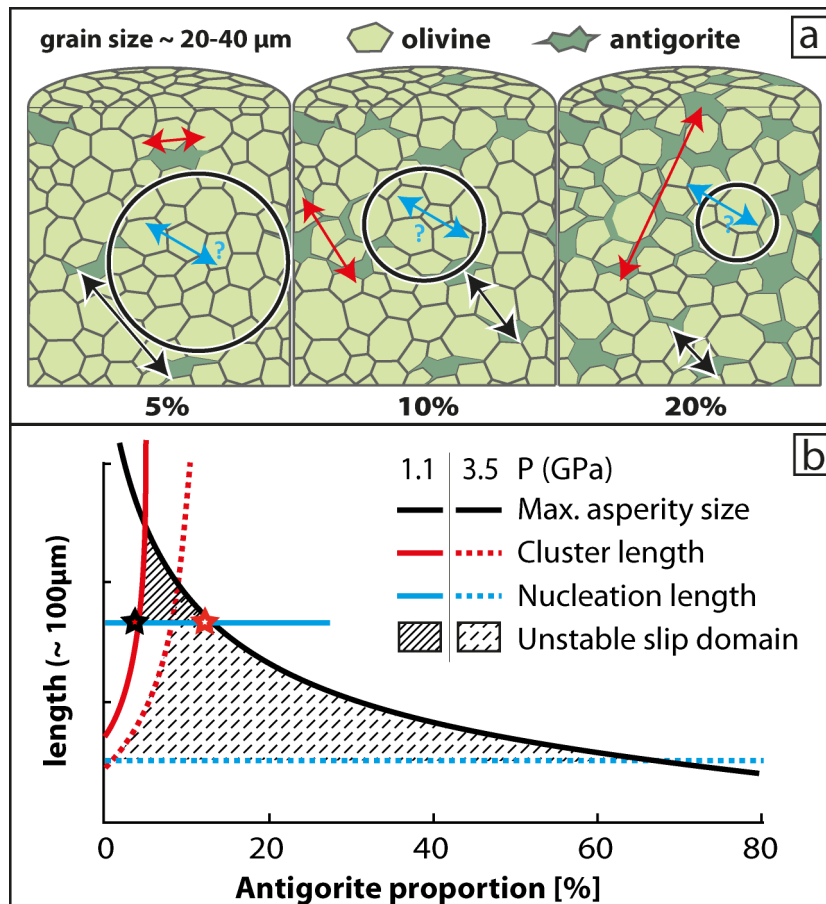


FIGURE 3.23 – Modèle conceptuel « DDST » : transfert de contrainte par déshydratation. a : Volume élémentaire représentatif montrant la taille relative des volumes d’olivine pour différentes fractions d’antigorite (cercles noirs). Toutes les longueurs caractéristiques sont représentées par des flèches : taille moyenne des volumes d’olivine ( $l_{ol}$ , noir), taille critique de nucléation de fracture ( $l_c$ , bleu) et taille maximale des clusters d’antigorite ( $\zeta$ , rouge) ; b : La rupture dynamique est attendue pour des fractions d’antigorite suffisamment grandes pour transférer une quantité critique de contrainte (étoile noire) et suffisamment petite pour que les aspérités d’olivine soient plus grandes que  $l_c$  (étoile rouge), qui est censée diminuer avec l’augmentation de  $P_c$ .

Dans ce modèle, la rupture se produit essentiellement dans les volumes d’olivine constituant le squelette initialement robuste de l’échantillon. Ces volumes d’olivine sont encadrés de clusters d’antigorite, plus faible, qui subissent un affaiblissement extrême lors de la déshydratation. La contrainte différentielle dans les cristaux d’antigorite chute alors à zéro, i.e. ils perdent leur capacité à supporter la contrainte. Le transfert de contraintes en résultant induit une instabilité mécanique dans les agrégats olivine-antigorite. Ce transfert de contraintes est plus efficace quand  $\Delta V < 0$  (section 3.3.2).

L’établissement de ce modèle nécessite aussi de prendre en compte l’énergie de fracture et la longueur de nucléation de fracture (*Ida, 1972; Campillo & Ionescu, 1997; Ohnaka, 2003*), ainsi que la taille de grains, la fraction d’antigorite, la connectivité du réseau d’antigorite et les conditions de pression et de température. Ces paramètres et leurs dimensions sont détaillés par la suite.

### 3.3.3.2 Taille des volumes d’olivine

Les volumes d’olivine sont délimités par des grains d’antigorite [Figure 3.23a]. Pour une distribution homogène, la longueur de ces volumes est approximativement égale à l’espacement moyen entre les grains d’antigorite, qui dépend à la fois de la fraction d’antigorite  $\phi_{atg}$  et de la taille de grains  $r$ . Pour des grains d’antigorite sphériques et isolés répartis de façon homogène dans une matrice d’olivine, la taille moyenne des volumes d’olivine ne comportant pas d’antigorite est :

$$l_{ol} = 2 r \sqrt[3]{\frac{1 - \phi_{atg}}{\phi_{atg}}} , \quad (3.15)$$

où  $r$  est le rayon moyen des grains d’antigorite, soit  $\approx 20 \mu\text{m}$ .

### 3.3.3.3 Longueur des clusters d’antigorite

On peut également définir la taille des clusters d’antigorite connectée. En utilisant un résultat de la *Théorie de la percolation* (*Stauffer & Aharony, 1992*), la longueur des clusters d’antigorite est :

$$\xi \sim \beta | \phi_{atg} - \phi_{atg}^c |^\gamma , \quad (3.16)$$

où  $\beta$  et  $\gamma$  sont des paramètres géométriques et  $\phi_{atg}^c$  la fraction d’antigorite critique au-dessus de laquelle l’antigorite est connectée à une certaine échelle. À l’approche de ce seuil, la connectivité de l’antigorite et celle de l’olivine sont en compétition dans la réduction ou l’augmentation de la probabilité que les volumes d’olivine supportent la contrainte ou n’y résistent pas. Le paramètre  $\gamma$  est donné par la *Théorie de la percolation* et vaut 0,875 (*Stauffer & Aharony, 1992*).

L’illustration suggère une valeur de  $\beta = 0,118 r$  [Figure 3.23b]. En fait, le paramètre  $\beta$

### 3.3 Interprétation et discussion

---

subsume le rôle de la taille des grains, de l'homogénéité et de la géométrie de la distribution biphasée. Le calcul donne  $\phi_{\text{atg}}^c \sim 6\%$  à 1,1 GPa et  $\sim 18\%$  à 3,5 GPa [Figure 3.23b].

#### 3.3.3.4 La longueur critique de nucléation de fracture

Pour un matériau homogène, la longueur critique de nucléation peut être calculée à partir du critère de rupture de *Griffith* (1921), tel que (*Ida, 1972; Campillo & Ionescu, 1997*) :

$$l_c = \frac{\mu G}{(\Delta\sigma)^2} \quad (3.17)$$

où  $G$  est l'énergie de fracture de Griffith ( $\approx 1 \text{ J.m}^{-2}$  à l'échelle du laboratoire) et  $\Delta\sigma$  la chute de contrainte ( $< 100 \text{ MPa}$ ), qui, au premier ordre, peut être considéré proportionnelle à la contrainte normale s'appliquant sur le plan de faille, et donc proportionnel à la pression de confinement. La longueur de nucléation  $l_c$  est donc censée être au moins égale à  $0,8 \text{ }\mu\text{m}$ .

#### 3.3.3.5 Description du modèle DDST

En combinant le critère de rupture et la théorie de la percolation (*Ida, 1972; Campillo & Ionescu, 1997; Ohnaka, 2003; Stauffer & Aharony, 1992*) [Figure 3.23], on s'attend donc à une rupture dynamique uniquement quand les clusters d'antigorite sont :

- suffisamment petits pour que les volumes d'olivine soient plus grands que la longueur de nucléation critique  $l_c$ , i.e. taille minimale pour qu'une fracture commence à se propager de manière dynamique ;
- suffisamment grands pour que le transfert de contrainte déclenché par la déshydratation mène à la déstabilisation du squelette d'olivine.

L'énergie élastique emmagasinée dans le matériau dépend des tailles relatives des clusters d'antigorites, faibles, et des volumes d'olivine supportant la charge mécanique. En d'autres termes, il existe une fraction d'antigorite critique  $\phi_{\text{atg}}^{c,max}$ , au-dessus de laquelle la longueur caractéristique des volumes d'olivine  $l_{\text{ol}}$  devient plus petite que  $l_c$ . De plus, la connectivité des clusters d'antigorite influence la limite jusqu'à laquelle ces volumes peuvent emmagasiner cette énergie, et donc la libérer, i.e. seuil de rupture. Il faut noter que si  $l_c \sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ , ce seuil de rupture n'est alors pas détectable dans les données (DRX + radiographie X), car les échelles de temps et d'espace à laquelle le phénomène se produit sont sous la résolution du dispositif ; les émissions acoustiques sont alors le seul témoin du phénomène.

On peut définir une seconde fraction critique d'antigorite  $\phi_{\text{atg}}^{c,min}$ , en-dessous de laquelle les grains d'antigorite sont isolés les uns des autres et contribuent trop peu à supporter la contrainte pour que le mécanisme de transfert de contrainte induise la rupture lors de la déstabilisation de l'antigorite.



### 3.3.3.6 L'impact de la pression lithostatique

Enfin, on s'attend à ce que  $\phi_{\text{atg}}^{c,\text{max}}$  augmente avec la pression de confinement  $P_c$ , au moins à l'échelle du laboratoire [Figure 3.23b], parce que  $l_c$  varie comme l'inverse de  $\Delta\sigma$ . Ainsi, le modèle prédit que plus la pression est élevée plus la taille des volumes potentiellement sismogènes décroît. Des volumes d'olivine plus petits deviendraient sismogènes à plus haute pression, comme le supportent les résultats des expériences [Figures 3.13, 3.12 et 3.15].

En d'autres termes, à une pression donnée, on définit  $\phi_{\text{atg}}^{c,\text{min}}$  (étoile noire en Figure 3.23) au-dessus de laquelle les volumes d'olivine sont suffisamment petits pour que des parties du squelette d'olivine rompent. Les clusters d'antigorite en cours de déshydratation se comportent alors comme des fractures et induisent de fortes intensités de contraintes dans l'olivine. Au-dessus de  $\phi_{\text{atg}}^{c,\text{max}}$  (étoile rouge en Figure 3.23), la connectivité de l'antigorite est simplement trop importante et empêche le squelette d'olivine de stocker et libérer l'énergie élastique, i.e. les clusters d'antigorite sont trop grands et nombreux pour que l'on puisse définir un squelette d'olivine, l'échantillon se déforme en régime ductile.

Je propose ici une représentation 3D du modèle DDST montrant comment la pression devrait contrôler l'évolution des paramètres en profondeur [Figure 3.24].

## 3.4 Implications pour la sismicité intermédiaire

### 3.4.1 Fin de la controverse sur le potentiel sismogène de l'antigorite

Ces résultats réconcilient les études expérimentales précédentes de déshydratation des serpentinites, qui mettent en évidence un comportement « sismique » (Dobson *et al.*, 2002; Jung *et al.*, 2004; Xia, 2013) et « asismique » (Xia, 2013; Gasc *et al.*, 2011, submitted; Chernak & Hirth, 2010, 2011; Proctor & Hirth, 2015).

Les expériences réalisées ici montrent que le déclenchement d'une rupture dynamique, dont témoigne l'enregistrement d'émissions acoustiques, dépend du degré initial de serpentinisation (fraction volumique d'antigorite  $\phi_{\text{atg}}$ ) et des conditions de pression, comme le suggèrent les observations microstructurales de Xia (2013).

Les expériences réalisées à basse et haute pression indiquent aussi une influence favorable d'une contraction associée à la réaction ( $\Delta V < 0$ ) sur le déclenchement de ruptures dynamiques par déshydratation. Cette observation importante, déjà rapportée par quelques études expérimentales (Jung *et al.*, 2004; Xia, 2013) n'est pas compatible avec le modèle de *dehydration embrittlement*. Le modèle DDST présenté ici privilégie l'idée d'une percolation des contraintes (e.g. Burnley, 2013) plutôt que celle d'une surpression de fluides (e.g. Raleigh & Paterson, 1965; Husen & Kissling, 2001; Miller *et al.*, 2003; Faccenda *et al.*, 2012) dans le mécanisme déclencheur de la fragilisation des péridotites partiellement serpentinisées.

L'observation que la déshydratation de 5 % vol. d'antigorite suffit, même à 3,5 GPa,

### 3.4 Implications pour la sismicité intermédiaire

---

à déstabiliser des agrégats antigorite-olivine nous permet aussi d'expliquer la sismicité intermédiaire observée alors que le niveau d'hydratation de la lithosphère est limité (*Green & Houston, 1995; Peacock, 2001; Xia, 2013*).

#### 3.4.2 Dimensions des objets et loi d'échelle du laboratoire au terrain

La question des lois d'échelle est un enjeu central en sismologie de la source. Les lois d'échelle entre les phénomènes observés au laboratoire et ceux intervenant dans la nature sont toujours difficiles à évaluer, si bien qu'il s'agit du cauchemar récurrent des expérimentateurs. Notre seul espoir est donc de compter sur des lois d'échelle simples et fondamentales et de souligner quand la physique du phénomène observé au laboratoire semble pouvoir être la même sur le terrain.

Le modèle *DDST* permet une mise à l'échelle des observations de laboratoire au terrain, dans la mesure où il dépend de trois longueurs caractéristiques qui ont un sens physique et qui peuvent être mises à l'échelle. En effet, l'énergie de fracture, et donc la longueur de nucléation  $l_c$ , dépendent directement de la taille des aspérités sismiques (*Passelègue et al., 2016*). D'une part, la valeur de 5 % pour la fraction d'antigorite n'est, en toute rigueur, et jusqu'à preuve du contraire, valable que pour ces échantillons frittés de  $6,3 \text{ mm}^3$  avec des grains de  $\approx 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3$ . Le rapport entre le volume de l'échantillon et le volume d'un grain d'antigorite est de 3500 à 4000, et un autre rapport volumique mènerait probablement à une valeur différente de  $\phi_{\text{atg}}$ , car c'est davantage la longueur des réseaux connectés d'antigorite que le volume des grains qui importe. Si le modèle de percolation permet indiscutablement de nous éclairer sur le mécanisme, il ne permet pas, ou pas encore, de connaître les dimensions des corps d'antigorite ou de péridotite serpentinisée nécessaires au déclenchement de tremblements de terre par déshydratation.

Dans la nature, l'hydratation et la serpentinisation du manteau ne semble s'effectuer en profondeur (entre 5 et 30 km sous le Moho) que le long de zones de failles pré-existantes (*Ranero et al., 2003; Shillington et al., 2015*). Les corps de péridotite non-altérée, d'un volume de l'ordre de 1 à  $100 \text{ km}^3$ , délimités par ces zones de failles discrètes et plus ou moins serpentinisées pourraient constituer l'équivalent des volumes d'olivine définis ici [Figure 3.23]. Le plan de Wadati-Benioff inférieur pourrait donc ne pas correspondre uniquement à une simple limite thermique à laquelle l'antigorite se déshydrate (*Peacock, 2001; Hacker et al., 2003b*), mais aussi à un degré de serpentinisation. Ce degré de serpentinisation dépend de l'espacement des failles et de l'ampleur de la serpentinisation à leur niveau.

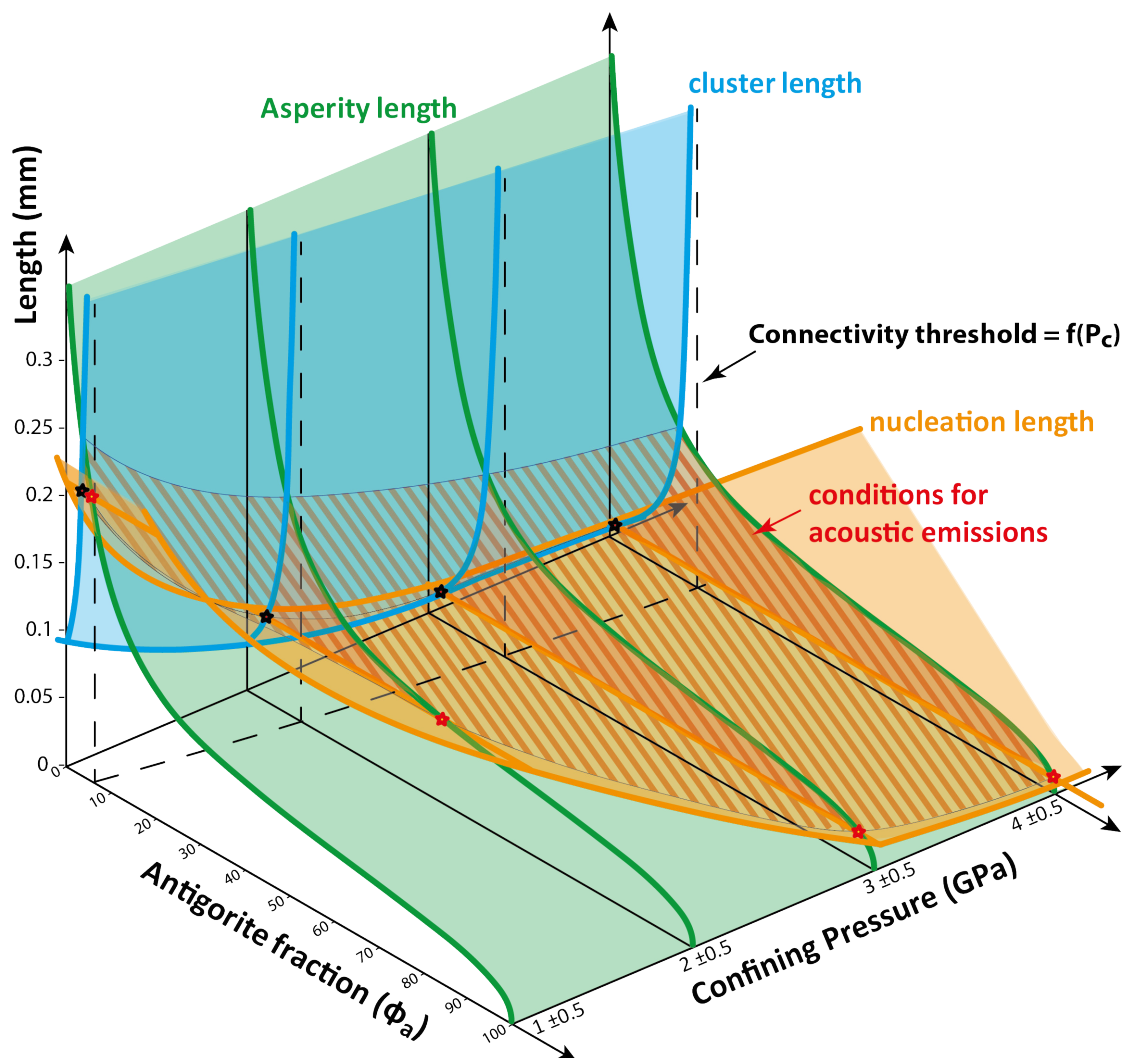


FIGURE 3.24 – Visualisation 3D du modèle « DDST ». Les valeurs de longueurs sont indicatives. La longueur des aspérités (vert) est l'équivalent de la taille des volumes d'olivine sans antigorite, et donc l'espacement moyen entre les grains d'antigorite dans une distribution supposée homogène. La taille des clusters d'antigorite (bleu) est quant à elle définie en tenant compte d'une certaine hétérogénéité du mélange à une certaine échelle, en utilisant la *Théorie de la percolation*. Enfin, la longueur de nucléation de fracture (orange) est considérée fixe à pression constante et variant comme l'inverse du carré de la pression. La zone hachurée est la fenêtre d'émissions acoustiques prédite par le modèle DDST, basé sur les observations.

## 3.5 Conclusion

Ces analogues de séismes intermédiaires ont été observés dans des conditions où les caractéristiques thermodynamiques des réactions minérales sont incompatibles avec une surpression de fluides. L'observation de micro-pseudotachylites générées dans ces échantillons millimétriques dans les conditions de pression et de température régnant dans le manteau supérieur suggère fortement que ce n'est pas une hydrofracturation qui est à l'œuvre ; le modèle alternatif *DDST* propose un mécanisme de transfert de contrainte.

Ce transfert de contrainte mène à la nucléation de ruptures dynamiques conduisant à la fusion de l'olivine sur les plans de failles ainsi formés. La roche fondue lubrifie la surface de glissement au cours de ce mécanisme localisé d'affaiblissement extrême. La chute de contrainte est alors totale, même si transitoire, pour des déplacements de quelques micromètres.

Ces conclusions concernent des profondeurs bien supérieures à celles investiguées par les récentes études expérimentales, réalisées à plus faible pression, et qui mettent en lumière le rôle de la fusion éclairée des aspérités sur le plan de faille aussi bien dans la serpentinite (*Proctor et al., 2014; Brantut et al., 2016*) que dans la péridotite (*Passelegue et al., 2016*).



---

---

## CHAPITRE 4

---

### EXPÉRIENCES COMPLÉMENTAIRES – D-DIA & GRIGGS

« Un bon croquis vaut mieux qu'un long discours »  
Napoléon I<sup>er</sup>

Des expériences complémentaires ont été réalisées sur la péridotite de Balmuccia. L'une à partir d'un échantillon fritté en D-DIA ; les autres à partir d'échantillons forés. Le bloc de péridotite utilisé vient d'un bloc de péridotite issue de la carrière située 1 km au NE de Balmuccia.

#### 4.1 Déformation en D-DIA de la péridotite de Balmuccia

##### 4.1.1 Description du matériau et du protocole

La péridotite de Balmuccia réduite en poudre (< 40  $\mu\text{m}$ ) présente en DRX et en Raman la signature des serpentines, principalement de la lizardite. Cette serpentine est majoritairement répartie entre des grains d'olivine et de pyroxène millimétriques. Elle y forme un réseau connecté, dont la longueur caractéristique est donc millimétrique.

La composition de la péridotite de Balmuccia est relativement constante d'un bout à l'autre du massif, mais on peut également y trouver des dunites (~ 100 % d'olivine), des webstérites (< 10 % d'olivine), et des pyroxénites (0 % d'olivine). Le Tableau 4.1 présente la composition de la péridotite de la carrière (voir localisation en **chapitre 5**).

La fabrication de la poudre est exactement la même que celle décrite pour l'olivine et l'antigorite au **chapitre 2**. Le protocole de déformation de l'échantillon est le même que celui décrit au **chapitre 3**. L'échantillon a été déformé à 1,1 GPa.

Minéral	olivine	clinopyroxènes	orthopyroxènes	spinel	oxydes	serpentes
% vol.	68-71	18-20	4-5	2-3	1-3	0-5

TABLE 4.1 – Composition de la péridotite de Balmuccia. Données moyennes obtenues par spectrométrie X à dispersion d'énergie (EDS).

#### 4.1.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux pour l'échantillon de péridotite est présenté en comparaison des autres résultats obtenus dans les mêmes conditions expérimentales [Figure 4.1]. La contrainte différentielle maximale est de 1 GPa à 10 % de déformation. Le niveau de contrainte diminue avec l'augmentation de température de la même manière, et pour les mêmes raisons, que dans les autres expériences réalisées dans les mêmes conditions.

L'échantillon déformé présente une déformation distribuée, et aucune émission acoustique n'a été enregistrée au cours de sa déformation. Un pic d'une phase de la famille du talc a pu être observé dès 350-400 °C, indiquant vraisemblablement la déstabilisation de la lizardite. L'antigorite est donc aujourd'hui minoritaire parmi les serpentines de la péridotite de Balmuccia, voire absente.

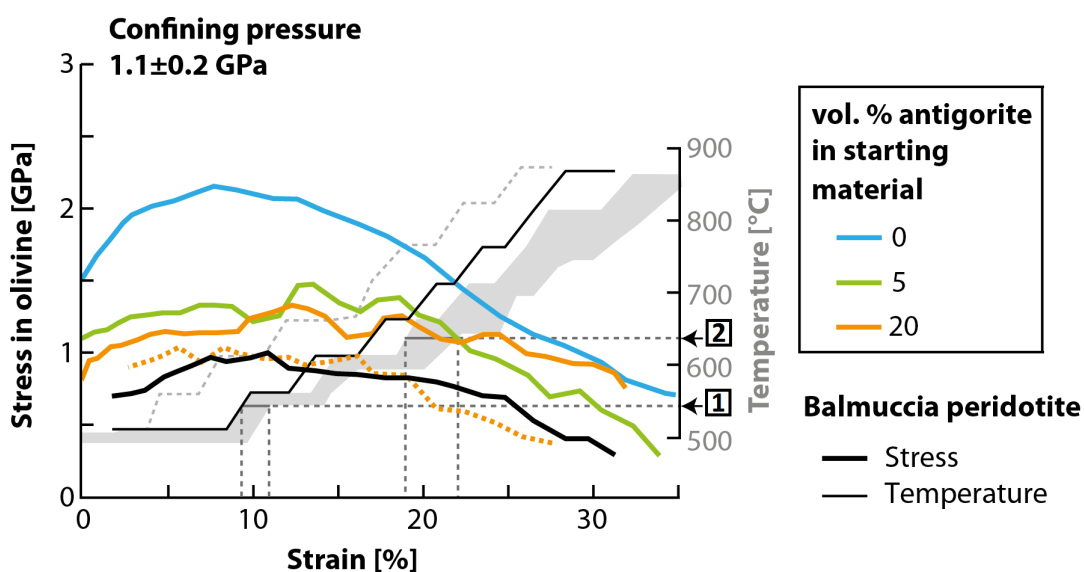


FIGURE 4.1 – Contrainte différentielle, température et émissions acoustiques en fonction de la déformation - comparaison avec la péridotite de Balmuccia. Contrainte différentielle moyenne dans l'olivine en fonction de la déformation, calculatrice à partir des figures de DRX obtenue sous rayonnement synchrotron, pour des expériences réalisées à  $1,1 \pm 0,2$  GPa, et évolution de la température. Les seuils de température correspondant au début réactions [1] (Perrillat *et al.*, 2005) et [2] (Wunder & Schreyer, 1997) sont décrits dans le texte (section 3.2.2).

Cette expérience constitue avant tout un test montrant la nécessité de la fabrication de

## 4.2 Déformation en *Griggs* de la péridotite de Balmuccia

---

péridotites artificielles dans lesquelles on contrôle précisément les phases en présence, i.e. une seule phase hydratée, et non une population de phases se déstabilisant les unes après les autres. C'est la raison pour laquelle on a préféré déformé une série d'agrégats d'olivine de San Carlos et d'antigorite de Corse (**chapitres 3**).

Cette expérience permet aussi d'illustrer la nécessité de la présence d'une phase minérale particulière, l'antigorite, dans la sismicité intermédiaire affectant le manteau. En effet, la déstabilisation d'autres serpentines à basse température empêche la contrainte d'atteindre un niveau comparable à celui atteint dans le cas de la présence de 5 % d'antigorite. D'autre part, si une phase de type talc est bel et bien formée au cours de l'expérience, sa déstabilisation n'entraîne absolument aucune activité acoustique. En outre, la lizardite est moins résistante à la déformation que l'antigorite (*Amiguet et al.*, 2014), si bien que, même sans déshydratation, il est plus difficile d'atteindre un niveau de contrainte suffisant à la génération d'une instabilité mécanique.

## 4.2 Déformation en *Griggs* de la péridotite de Balmuccia

Des expériences complémentaires ont été réalisées en utilisant une presse de type *Griggs* sur des échantillons de péridotite de Balmuccia.

### 4.2.1 Préparation de l'échantillon et de l'assemblage

Les échantillons consistent en de petites carottes forées dans un bloc massif de péridotite de Balmuccia. Les dimensions de ces carottes sont présentées dans le Tableau 4.2. La masse volumique est calculée pour vérifier la validité des mesures.

Une synthèse de la préparation d'une expérience en *Griggs* est présentée en Figure 4.3, comportant toutes les dimensions des pièces constituant l'assemblage de déformation. L'échantillon est placé dans une capsule en or au sommet de laquelle on installe un petit piston d'alumine dont la surface est polie miroir. Cette capsule est insérée dans une pièce de sel à l'intérieur d'une chemise d'inconel (alliage Ni-Cr) installée au cœur d'un assemblage de sel. Cette pièce repose sur un piédestal en alumine. L'ensemble est entouré d'une pièce de pyrophyllite, elle-même entourée d'un four en graphite. Le tout est inclus dans une chemise externe en sel.

Deux thermocouples permettent de mesurer la température en haut et en bas de l'échantillon au cours de l'expérience. Il s'agit des mêmes thermocouples que celui décrit au **chapitre 2**.

### 4.2.2 Déformation

La déformation est réalisée à  $5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  dans une presse de type *Griggs* [Figure 4.2] du laboratoire du Prof. Joerg Renner (Institut für Geologie, Mineralogie und Geophysik,



hauteur	$7,30 \pm 0,05$ mm	masse masse volumique	$227 \pm 1$ mg $3269 \pm 50$ kg m <sup>-3</sup>
diamètre	$3,48 \pm 0,01$ mm		
volume	$69,0 \pm 0,5$ mm <sup>3</sup>		

TABLE 4.2 – Dimensions des échantillons forés de péridotite de Balmuccia.

Ruhr Universität Bochum). Le sel NaCl est le milieu transmetteur de contrainte. La récupération des échantillons déformés est réalisée par dissolution du sel en plaçant l'assemblage dans l'eau. Puis l'échantillon est scié et observé au microscope optique et au microscope électronique à balayage. Trois expériences ont été réalisées à une pression de 1,5 GPa (correspondant à 50 km de profondeur) et des températures de 500, 600 et 700 °C.



FIGURE 4.2 – Presse *Griggs*, Ruhr Universität Bochum (à gauche) ; échantillon non-déformé dans sa capsule en or et échantillon déformé (en haut à droite) ; sciage de l'échantillon avec une scie à fil (en bas à droite).

### 4.2.3 Résultats expérimentaux

Les expériences ont été réalisées à 500, 600 et 700 °C, à 1,5 GPa (50 km de profondeur). L'observation des échantillons [Figure 4.4] permet de noter que :

- Les échantillons déformés à 500 °C présentent une faille traversant l'échantillon de part en part. La déformation est cassante.
- À 700 °C, la déformation est plus distribuée, i.e. semi-cassante. On est à la transition fragile-ductile. D'autre part, il semble que les oxydes aient été recristallisés dans les

## 4.2 Déformation en Griggs de la péridotite de Balmuccia

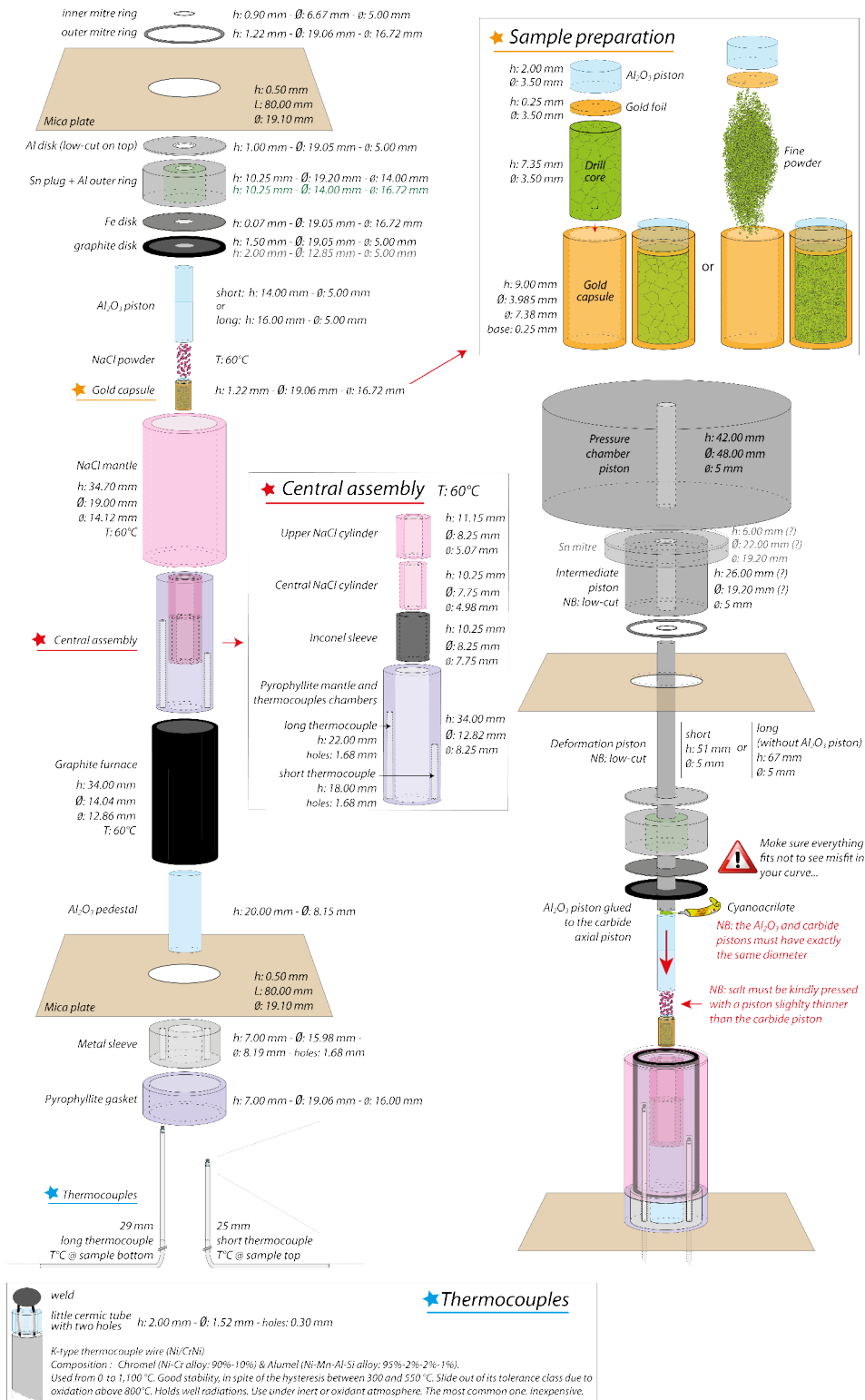


FIGURE 4.3 – Planche synthétique de la préparation d’une expérience en Griggs. Voir A3 en annexe 4.

zones présentant un cisaillement.

- Une fracturation des gros cristaux (millimétriques) d’olivine et de pyroxène a probablement lieu lors de la décompression.
- On note la (très faible) présence de phases hydratées de type talc dans les échantillons déformés.

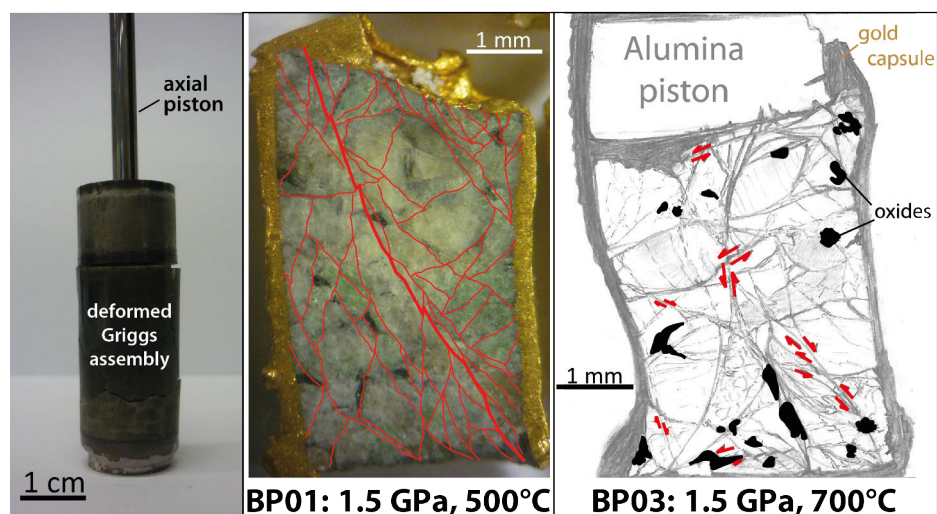


FIGURE 4.4 – Assemblage déformé (à gauche) et échantillons déformés (au centre et à droite).

Les courbes contrainte-déformation [Figure 4.5] montrent qu’ à 1,5 GPa la péridotite de Balmuccia supporte une contrainte différentielle de l’ordre de 1,1 GPa à 500 °C et que cette résistance décroît avec l’augmentation de température. On constate que ces valeurs sont du même ordre que celles observées en D-DIA sur la péridotite de Balmuccia et sur les péridotites artificielles [Figure 4.1].

### 4.3 Comparaison avec les péridotites artificielles

#### 4.3.1 Description générale

Afin de comparer les résultats des expériences en *Griggs* et en D-DIA, des expériences complémentaires ont été réalisées dans la presse *Griggs* à partir des mêmes poudres d’olivine et d’antigorite que celles ayant servi à la synthèse des péridotites artificielles (**chapitre 2**) utilisées pour les expériences en D-DIA (**chapitre 3**).

Quatre expériences ont été réalisées avec différentes fractions d’antigorite à 1,5 GPa (50 km) et une à 2,5 GPa (82 km), à 550 °C [Figure 4.6]. À  $\approx 15\%$  de déformation (raccourcissement axial), la température a été augmentée jusqu’à 700 °C à raison de 5 à 10 °C  $\text{min}^{-1}$ .

### 4.3 Comparaison avec les péridotites artificielles

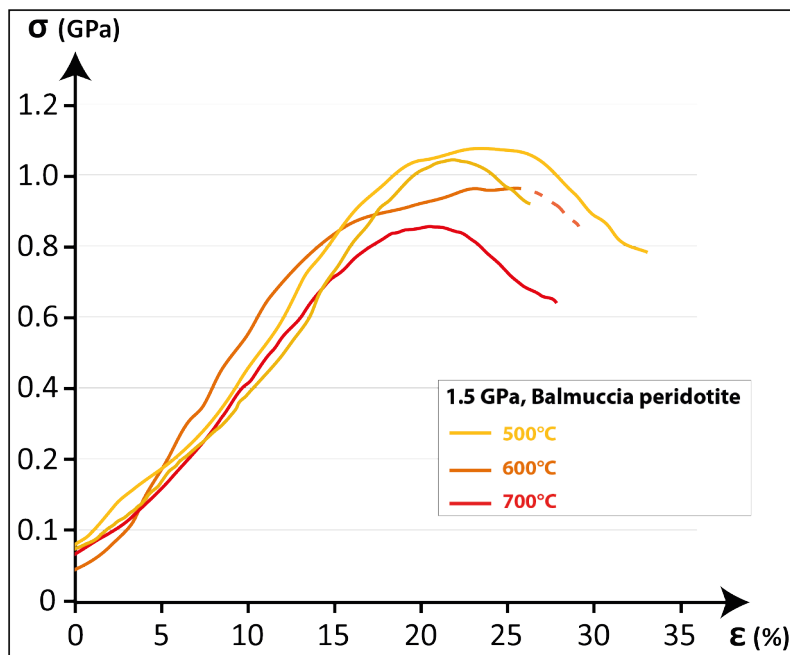


FIGURE 4.5 – Résultats expérimentaux : péridotite de Balmuccia déformée en *Griggs*.

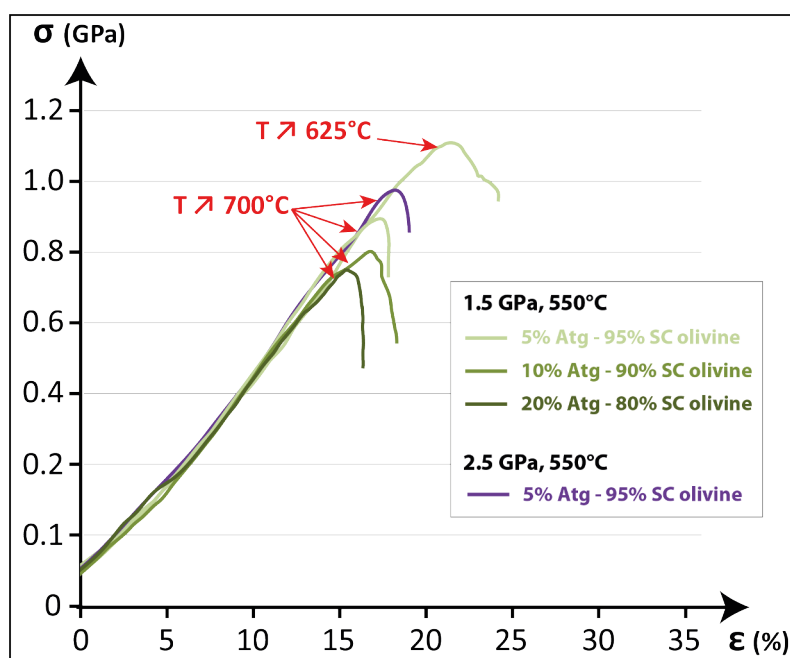


FIGURE 4.6 – Résultats expérimentaux : péridotite artificielles déformées en *Griggs*.

### 4.3.2 Résultats expérimentaux

Le niveau de contrainte atteint par les péridotites artificielles est une nouvelle fois comparable à celui atteint en D-DIA, qu'il s'agisse de péridotites artificielles ou de la péridotite de Balmuccia.

Les échantillons déformés présentent tous une faille coupant l'échantillon de part en part en fin d'expérience du fait du fort taux de raccourcissement final, i.e. le petit piston initialement placé au-dessus de l'échantillon concentre les contraintes au haut de l'échantillon après fluage de l'or et finit par le traverser.

L'observation la plus intéressante et qui mériterait des études plus approfondies est réalisée dans les parties éloignées de cette « faille » principale. On peut notamment noter que :

- dans les échantillons déformés à 1,5 GPa, de petites failles de 40  $\mu\text{m}$  à 1 mm ont pu être repérées [Figure 4.7];
- l'échantillon déformé à 2,5 GPa ne présente pas de faille dépassant 80  $\mu\text{m}$  de long [Figure 4.8].

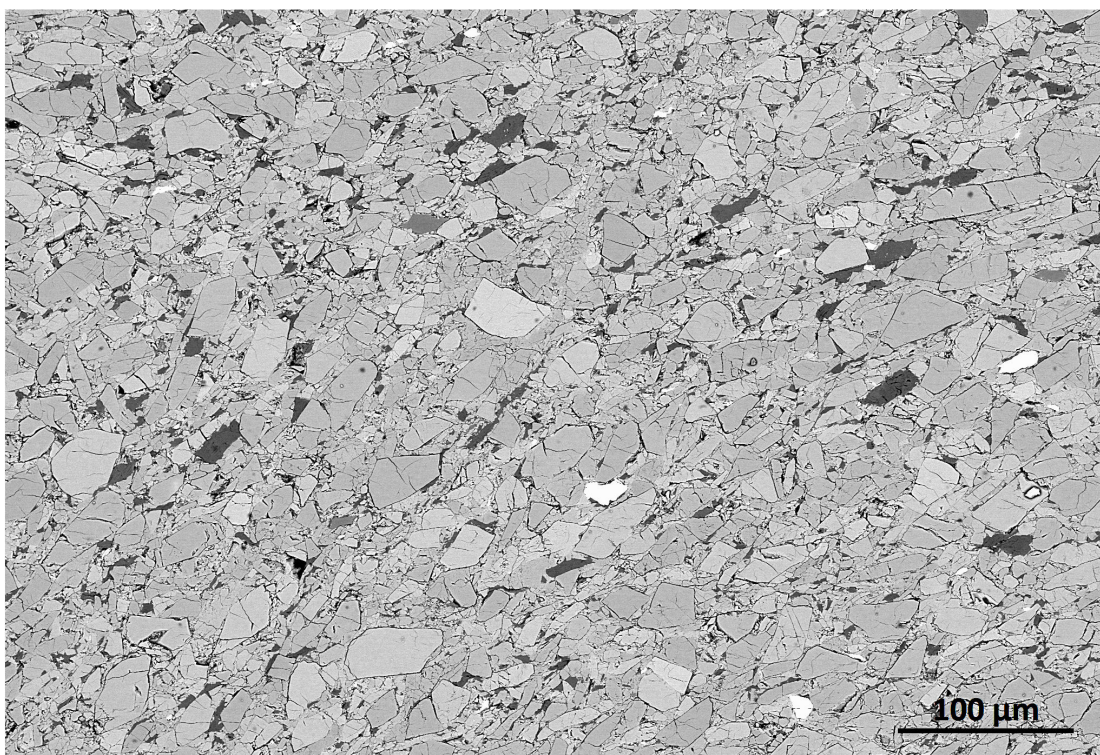


FIGURE 4.7 – Microstructures dans un échantillon contenant 10 % d'antigorite et déformé en Griggs à 1,5 GPa. Des failles sub-millimétriques sont distribuées dans l'échantillon. Ici une faille de 550-600  $\mu\text{m}$  passant notamment par des grains d'antigorite, fortement cisailés.

### 4.3 Comparaison avec les péridotites artificielles

---

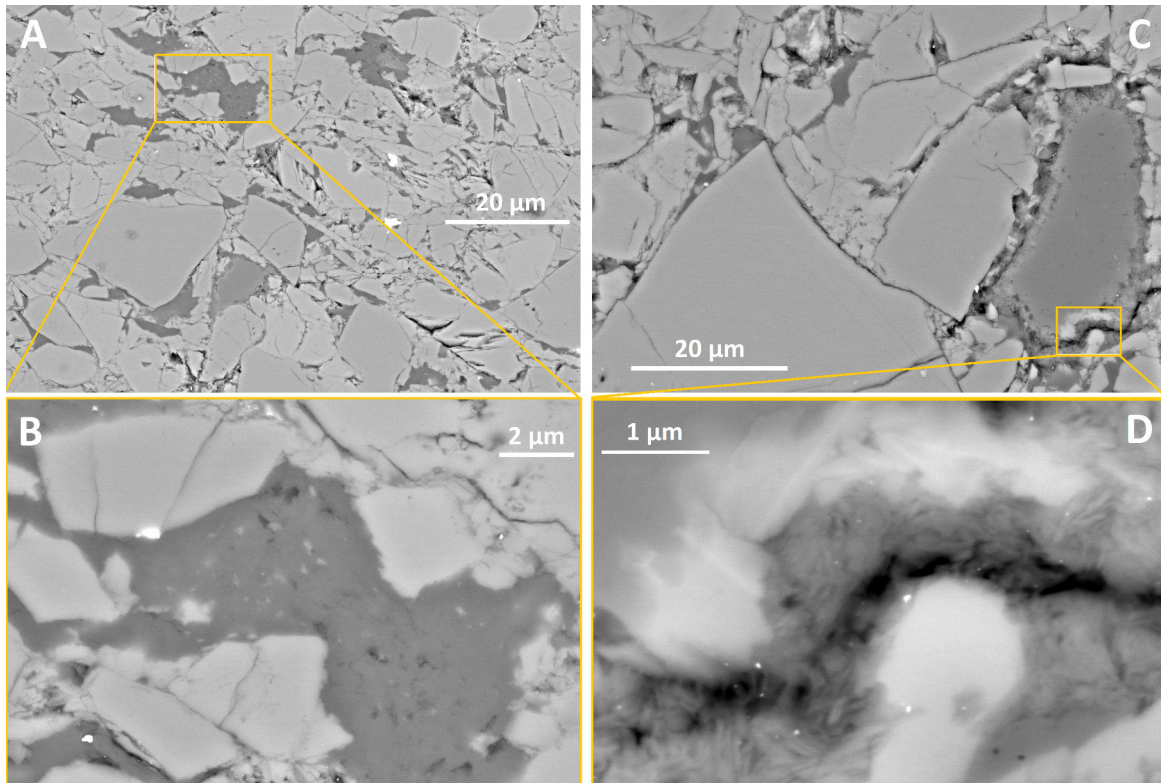


FIGURE 4.8 – Microstructures dans un échantillon contenant 5 % d'antigorite et déformé en Griggs à 2,5 GPa. A : plus grande faille observée ( $\approx 80 \mu\text{m}$ ) ; B : grain d'antigorite indenté par l'olivine et partiellement déshydraté, et grains nanométriques de produits de déshydratation ; C : situation dans une zone ne présentant pas de faille, montrant la déshydratation en périphérie d'un grain d'antigorite et la cristallisation de produits de déshydratation aux alentours ; D : produits de déshydratation montrant un enrichissement en fer ainsi que des cristaux nanométriques d'oxydes au niveau d'une fracture, suggérant une circulation de fluides privilégiée.

## 4.4 Conclusions

Les expériences en *Griggs* et en *D-DIA* montrent des résultats cohérents, que l'échantillon soit une péridotite naturelle ou une péridotite artificielle [Figure 4.9]. L'impact d'une fraction limitée de serpentines sur la rhéologie des péridotites, déjà observée à basse pression *Escartin et al. (2001)*, est ici confirmé à haute pression.

L'enregistrement d'émissions acoustiques pendant la déformation des péridotites artificielles en *D-DIA* en-dessous du critère de Goetze, i.e.  $\sigma_1 - \sigma_3 < P_c$ , montre que la déshydratation de l'antigorite provoque la localisation de la déformation à l'échelle micrométrique dans un échantillon millimétrique se déformant pourtant en régime ductile.

Des expériences en *Griggs* pourraient permettre d'étudier plus en détails les paramètres contrôlant le mécanisme de fragilisation de la péridotite pendant la déstabilisation de l'antigorite. La nouvelle presse *GRAAL* récemment installée à l'École Normale Supérieure, équipée de capteurs acoustiques, devrait se révéler très utile à cette étude.

#### 4.4 Conclusions

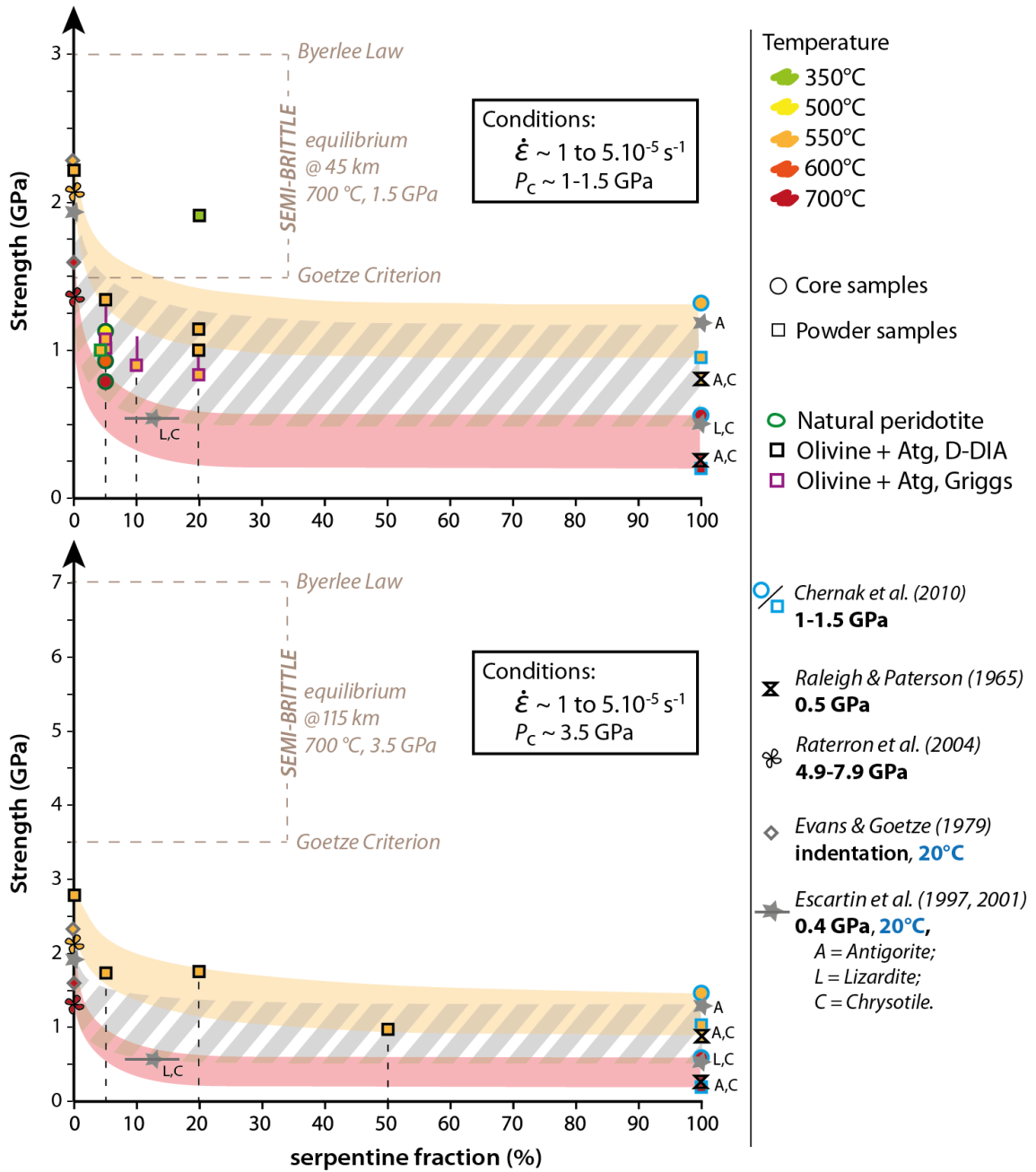


FIGURE 4.9 – Comparaison de l'ensemble des résultats expérimentaux avec la littérature.





---

## ÉCAILLE

Venue des profondeurs sans trop l'avoir voulu  
Elle est rare et, ainsi, installe sa beauté  
En dépit des millions d'éléments éperdus  
A peindre ses couleurs, ses formes, ses étés.

Les magies de surface façonnent son relief  
Et lui font cet aspect presque laid, comme tiède,  
A savoir l'observer on fait fi du grief  
Tant la marque en son sein à l'esprit est une aide.

Au hasard du débit impétueux des torrents  
Tu parviens à l'entendre sans trop savoir comment  
C'est une roche triste, en proie à l'érosion.

Les immenses stigmates jalonnant l'étrangère  
Sont souvenirs d'impacts qui, comme des éclairs,  
Taquent doucement la notion de friction.

*9/10/2015 – Balmuccia, Val Sésia*

*10/10/2015 – Val Strona*



## **Troisième partie**

# **Géologie : du fossile à l'actuel**



---

---

## CHAPITRE 5

---

### ÉTUDE D'UNE PSEUDOTACHYLITE ULTRAMAFIQUE, BALMUCCIA, VAL SÉSIA, ITALIE

Dans le massif de Balmuccia, au nord-ouest de l'Italie, on trouve des pseudotachylites (PST) au sein d'un corps de lherzolite à spinelle. Ces structures, décrites au **chapitre 1** (section 1.4.6), résulteraient de la fusion de la roche au moment du jeu d'un système de failles en profondeur. Pendant le glissement sismique, la roche encaissante, ici une péridotite, subit une augmentation de température brutale et transitoire par « échauffement frictionnel », i.e. par frottement. Une pseudotachylite est donc la trace fossile d'un tremblement de terre et en constitue un enregistrement géologique en profondeur.

Dans ce chapitre, je montre qu'en combinant les observations de terrain, la spectroscopie Raman et la diffraction des électrons rétrodiffusés (EBSD), il est possible de remonter à l'histoire du glissement sur la faille et à une estimation réaliste du bilan énergétique du tremblement de terre. Ici, la pseudotachylite étudiée nous renseigne sur un ancien séisme de magnitude  $M_w$  au moins égale à 6.

La faille montre un déplacement relatif en décrochement, i.e. horizontal (strike-slip), de 1 à 1,2 m. L'épaisseur moyenne de la faille principale est de  $\sim 5$  mm. La zone d'endommagement s'étend à quelques centimètres de part et d'autre du cœur de la faille. Un réseau dense de petites failles et veines d'injections, fines de 20 à 200  $\mu\text{m}$ , se ramifie depuis la surface principale de glissement. Des zones de cisaillement ultramylonitiques y sont associées, constituées de nanocristaux (0,2 à 2  $\mu\text{m}$ ) d'olivine, de pyroxènes et de spinelle alumineux. Les nano-olivines montrent une orientation cristallographique préférentielle (CPO) : leur principal plan de glissement (010) est parallèle à la zone de cisaillement et leur direction [100] parallèle à la direction de glissement, ce qui révèle une cristallisation pendant un glissement à haute température, i.e. probablement la phase de glissement post-sismique. Un pic de température à 1600-1800°C, température de fusion totale de la péridotite en tout point du plan de faille, est suspecté et interprété comme la conséquence de la fusion lors

du glissement.

Le matériau amorphe, de chimie variable, repéré dans les grains fracturés de clinopyroxènes contient une quantité non-négligeable d'eau, i.e. quelques pour-cents. La spectro-métrie Raman permet de montrer que la roche fondue contenait 1 % d'eau au moment du glissement sismique. La viscosité du magma « frictionnel » est estimée à  $\sim 1$  Pa s.

L'énergie de fracture et l'énergie dissipée thermiquement peuvent être respectivement estimées par la mesure de la densité de fractures et du volume de roche fondu. Une lubrification complète de la faille a eu lieu pendant le glissement co-sismique, i.e. le coefficient de friction dynamique a chuté  $\ll 0.1$ . Pourtant, cette lubrification est transitoire, même extrêmement brève, si l'on considère que le magma est aspiré dans les fentes en tension au moins aussi vite qu'il ne se forme, i.e. 2 à 10 m s<sup>-1</sup>. En effet l'« injection » de liquide silicaté dans ces fractures entraîne une trempe quasi-immédiate, ce qui permet un renforcement drastique du matériau cisailé et l'arrêt du glissement.

Le glissement post-sismique est néanmoins enregistré au niveau des principales surfaces de glissement. La pseudotachylite a été mylonitisée, mais cette mylonitisation ne concerne pas le réseau de petites failles, i.e. ultramyonites, de la zone d'endommagement co-sismique.

Enfin, l'eau fossilisée au sein du matériau amorphe dans la trace de ce séisme mantellique suggère fortement que des fluides aqueux ou des minéraux hydroxylés, e.g. serpentes ou chlorites, étaient présents au moment de la rupture en profondeur. Cette observation oblige à se questionner encore sur la place et le rôle de l'eau dans la mécanique de ces tremblements de terre.

### 5.1 Justification de la démarche

#### 5.1.1 État de l'art

La signification des PSTs est abordée au **chapitre 1** (section 1.4.6). Le **chapitre 3** montre qu'il est possible de générer des PSTs dans des agrégats d'olivine et d'antigorite déformés dans les conditions de subduction aux profondeurs auxquelles on définit les séismes intermédiaires. Ici, l'état des connaissances sur les PSTs est confronté à l'observation d'une PST générée dans le manteau aux mêmes conditions de pression et de température.

À l'origine, les PSTs étaient considérées comme le résultat de la fusion locale des roches sur la surface des failles par échauffement frictionnel lors du glissement rapide sur la faille ( $10^{-2}$  à  $1 \text{ m s}^{-1}$ , (Philpotts, 1964), ce qui diffère du modèle de « flash melting » (Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006; Beeler et al., 2008), dans lequel seules les aspérités fondent. Quand les PSTs sont associées à des fractures cisailantes le long de zones de failles régionales, elles peuvent être utilisées comme indicateurs de paléosismicité (Sibson, 1975); des structures similaires ont également été associées à des impacts météoritiques (Dietz, 1961; Wilshire, 1971).

On pense aujourd'hui que les PSTs sont associées à des événements de plus grande ampleur à l'échelle de la faille sur laquelle elles sont générées. Certaines de ces structures pourraient atteindre plusieurs kilomètres le long de failles ayant enduré une vitesse de glissement sismique, i.e.  $\sim 1$  à  $10 \text{ m s}^{-1}$  (Hirose & Shimamoto, 2005b; Di Toro et al., 2006).

Des expériences de glissement à haute vitesse montrent que la comminution et la fusion par friction interviennent en même temps et ne sont donc pas des processus mutuellement exclusifs (Spray, 1995) à des vitesses de glissement modérées. De plus, la déformation expérimentale de gouges cataclastiques à faible vitesse de cisaillement a récemment mis en évidence la formation de matériel amorphe contemporaine à celle de grains fins à ultrafins (Pec et al., 2012).

Le mécanisme de localisation du cisaillement en profondeur a été étudié grâce à des expériences de torsion à haute pression (Bridgman, 1936) et des études théoriques (e.g. Griggs & Handin, 1960; Kelemen & Hirth, 2007; John et al., 2009). La péridotite de Balmuccia a récemment été déformée en *rotary shear* (Del Gaudio et al., 2009) dans l'idée d'étudier la résistance dynamique des failles et les processus de fusion par échauffement frictionnel dans les roches mantelliennes. Ces expériences de laboratoire ont mis en évidence une lubrification totale de la surface de faille (Hirose & Shimamoto, 2005b; Di Toro et al., 2006), i.e. mécanisme d'affaiblissement extrême, qui semble s'initier par la fusion éclair d'aspérités sur le plan de faille (Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006; Beeler et al., 2008). Une couche de magma continue se forme alors et atteint une température de  $1780 \text{ }^\circ\text{C}$  (Del Gaudio et al., 2009). La vitesse de glissement imposée de  $1 \text{ m s}^{-1}$  provoque d'abord un renforcement de la résistance frictionnelle au glissement, i.e. pic de friction à 0,7; ensuite le coefficient de friction chute jusqu'à une valeur stationnaire  $f_{ss}$  de 0,15 en conséquence de la lubrification (Del Gaudio et al., 2009). La



contrainte cisailante pendant la lubrification est bien inférieure à ce que prévoit la loi de (Byerlee, 1978, *section 1.2.2*) et est quasiment indépendante de la contrainte normale exercée sur la faille (Hirose & Shimamoto, 2005b; Di Toro et al., 2006; Del Gaudio et al., 2009). Des prédictions théoriques (Nielsen et al., 2008) prédisent une dépendance en  $\sigma_n^{1/4}$  de la valeur stationnaire  $\tau_{ss}$  de la résistance au cisaillement, si bien que cette dernière pourrait chuter à quelques MPa au niveau de failles mantelliques (Del Gaudio et al., 2009).

Les expériences présentées au **chapitre 3** montrent que les échantillons déformés au laboratoire contiennent des équivalents expérimentaux de PSTs. Ces structures ont été observées en divers endroits dans la nature, en particulier dans des affleurements de croûte inférieure et de manteau supérieur. Par exemple, des PSTs sont observées dans la péridotite de Balmuccia (Obata & Karato, 1995; Ueda et al., 2008; Souquière & Fabbri, 2010) mais aussi en Corse alpine (Deseta et al., 2014a,b).

Dans la péridotite de Balmuccia, les conditions de mise en place des PSTs de type A (section 5.1.3) sont proches de celles reproduites en laboratoire (1 - 1,5 GPa, > 600 °C; (Ueda et al., 2008; Souquière & Fabbri, 2010). Dans ce chapitre, l'une de ces PSTs révèle que les conditions de sa mise en place correspondent à un séisme intermédiaire, i.e. > 35 km de profondeur. Il s'agit d'un exercice de mise à l'échelle visant à comparer le bilan énergétique déduit des observations de terrain dans la péridotite de Balmuccia avec les résultats obtenus en laboratoire (**chapitre 6**).

### 5.1.2 Situation géographique et tectonique du Massif de Balmuccia

Le massif de Balmuccia est localisé dans le *Val Sésia*, au nord-ouest de l'Italie [Figure 5.1]. Il s'agit d'une lentille de péridotite appartenant à la *Zone d'Ivrée*. Il s'agit de la base mafique à ultramafique de l'unité interne austro-alpine, continentale, dont fait notamment partie le Massif de la *Dent Blanche*. De l'autre côté de la *Ligne Insubrienne* se situe la *Zone de Sésia*, unité d'affinité océanique descendue en subduction au Crétacé et chevauchée par la *Zone d'Ivrée*.

#### 5.1.2.1 La *Zone d'Ivrée*, une coupe de la croûte inférieure

Dans une majorité de massifs montagneux autour de la Mer Méditerranée, l'héritage des riftings téthysiens est préservé. En particulier, des roches de la croûte inférieure et du manteau supérieur ont d'abord été exhumées par hyper-extension (Drury et al., 1991) puis incorporées aux orogènes tertiaires (Vissers et al., 1995, et leurs références). La *Zone d'Ivrée* montre des structures pré-orogéniques particulièrement bien préservées exhumées le long de la *Ligne Insubrienne* pendant la collision alpine [Figure 5.1]. Cette zone était à l'origine la partie la plus profonde d'un fragment de croûte continentale paléozoïque de l'*Apulie*. Elle est connue sous le nom de section crustale de la *Zone d'Ivrée* (Handy & Stünitz, 2002).

Des failles normales d'échelle crustale sont impliquées dans l'amincissement de la litho-

## 5.1 Justification de la démarche

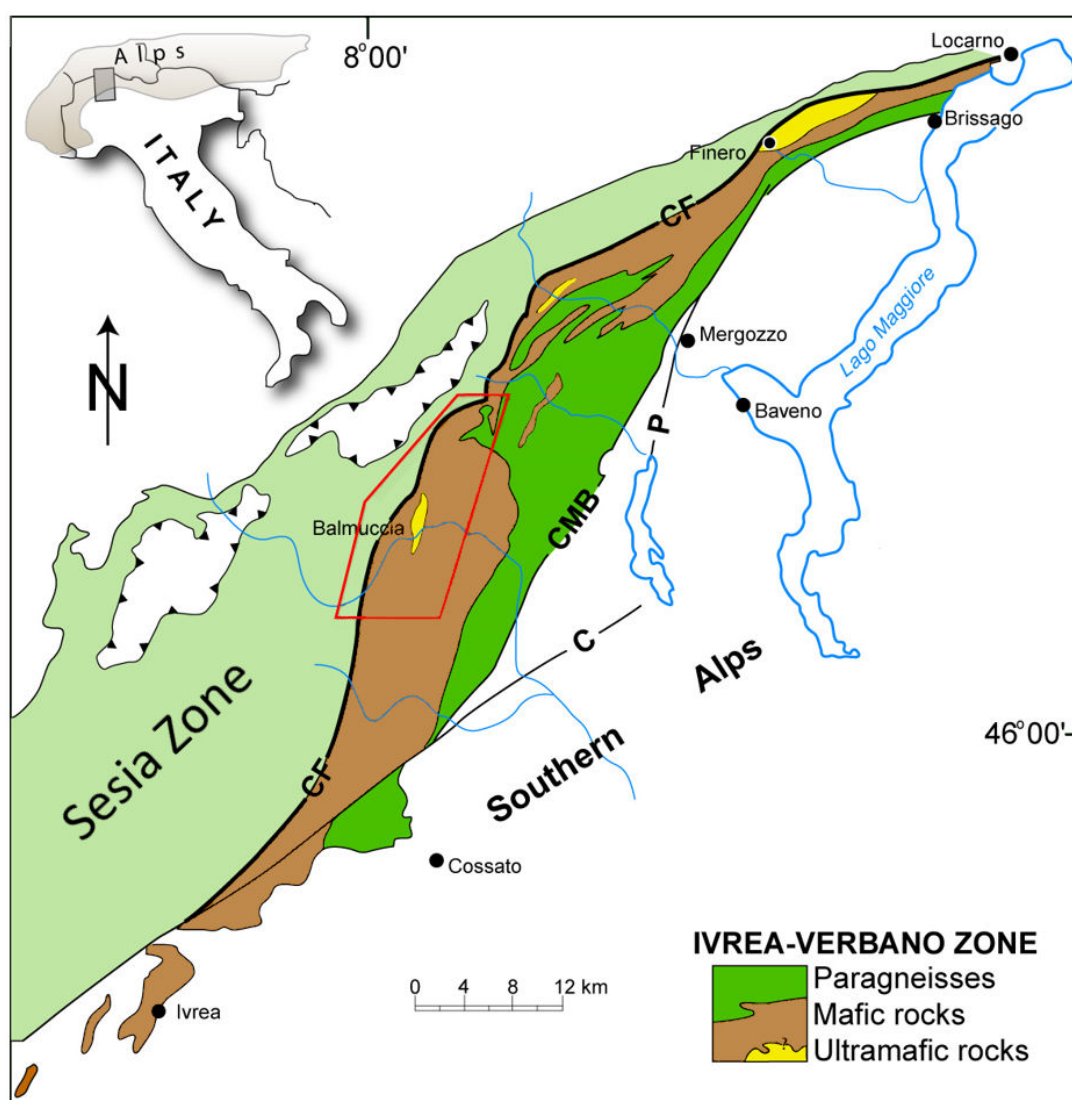


FIGURE 5.1 – Carte tectonique de la Zone d'Ivrée tirée de Zingg *et al.* (1990) et Snoko *et al.* (1999). Les discontinuités tectoniques majeures sont la Faille de Canavese (CF, matérialisation locale de la *Ligne Insubrienne*), la Faille de Cossato-Mergozzo-Brissago (CMB), la Faille de Pogallo (P) et la Faille de Cremosina (C). Figure modifiée de Souquière (2010).

sphère continentale (Brodie & Rutter, 1987) que l'on considère s'être opéré en deux temps, par un épisode de transtension au début du Permien puis par un rifting au début du Mésozoïque, respectivement durant l'ouverture de l'océan Téthys et de la Mer Ligure (Handy & Zingg, 1991).

La Zone d'Ivrée a ensuite été verticalisée le long de la *Ligne Insubrienne* par la transpression Alpine au Tertiaire [Figure 5.1], si bien qu'aujourd'hui elle expose à l'horizontale une coupe verticale de la croûte moyenne (Zingg *et al.*, 1990; Handy *et al.*, 1999). Cette déformation cénozoïque était cassante, ce qui a permis de préserver les textures et les assemblages minéraux mis en place dans ce volume de roches avant la collision (Schmid *et al.*, 1989).

Contrairement à la *Zone de Sésia* voisine (Babist et al., 2006) [Figure 5.1], la *Zone d'Ivrée* n'est jamais descendue en subduction.

Des sections moins profondes de la croûte inférieure sont exposées dans les unités adjacentes au SE (*Zone de Strona-Ceneri*) et au NW (*Zone de Sésia Handy & Stüinitz, 2002*).

### 5.1.2.2 Une lherzolite à spinelle à foliation verticale

La péridotite de Balmuccia est une lentille de lherzolite à spinelle d'axe nord-sud. Elle mesure 5 km de long sur 800 m de large [Figure 5.2]. L'emplacement de cette écaille de manteau est hérité d'une longue activité tectonique depuis son incorporation à la croûte inférieure il y a ~ 300 Ma, avant que la collision alpine n'apporte la *Zone d'Ivrée* jusqu'à la surface (Handy & Stüinitz, 2002).

Une lherzolite est une péridotite constituée de 40 à 90 % d'olivine et contenant davantage d'orthopyroxènes (OPx) que de clinopyroxènes (CPx). Les CPx sont généralement riches en ions  $\text{Cr}^{2+}$ . Cette péridotite, dite « enrichie », a été définie à l'étang de Lherz, dans les Pyrénées ariégeoises, à la fin du XVIII<sup>e</sup> Siècle. Même si son origine fait aujourd'hui l'objet d'un débat, La lherzolite est aujourd'hui considérée représentative de la roche constituant la grande majorité du manteau supérieur.

Le Massif de Balmuccia compte également des zones de harzburgite à spinelle, contenant moins de 46% de  $\text{SiO}_2$  (Obata & Karato, 1995), et de dunite, i.e. ~ 100 % olivine (Shervais & Mukasa, 1991; Mazzuchelli & Martins, 2009).

Une phase alumineuse est également présente dans les péridotites (quelques pour cents). Cette phase est un marqueur des conditions de pression et de température régnant dans la péridotite au moment de la cristallisation de ses minéraux. À basse pression, et en-dessous de 800 °C température, la phase stable est le feldspath plagioclase ; au-dessus de 1,1 à 1,5 GPa (35 à 50 km), c'est le spinelle ; enfin, au dessus de ~ 2,7 GPa (90 km) la phase alumineuse stable est le grenat.

Des passées de pyroxénite (0 % olivine) et de webstérite (< 10 % olivine) mises en place il y a ~ 300 Ma (Handy et al., 1999) entre 34 et 44 km de profondeur (Shervais, 1979; Rivalenti et al., 1981, 1984; Quick et al., 1994; Sinigoi et al., 1994) à proximité du Moho (Boudier et al., 1984), forment la foliation, subverticale, de la péridotite et constituent de bons marqueurs de déplacement.

### 5.1.3 Des pseudotachylites de haute pression préservées

Le massif de Balmuccia offre une excellente opportunité d'étude du mécanisme des séismes mantelliques. De nombreuses PSTs ont été décrites dans cette lentille de péridotite subcontinentale (Obata & Karato, 1995). Elles peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres de long tout en ne dépassant pas quelques millimètres d'épaisseur. Très localement, l'épaisseur des pseudotachylites peut sembler plus importante à la faveur d'irrégularités

## 5.1 Justification de la démarche

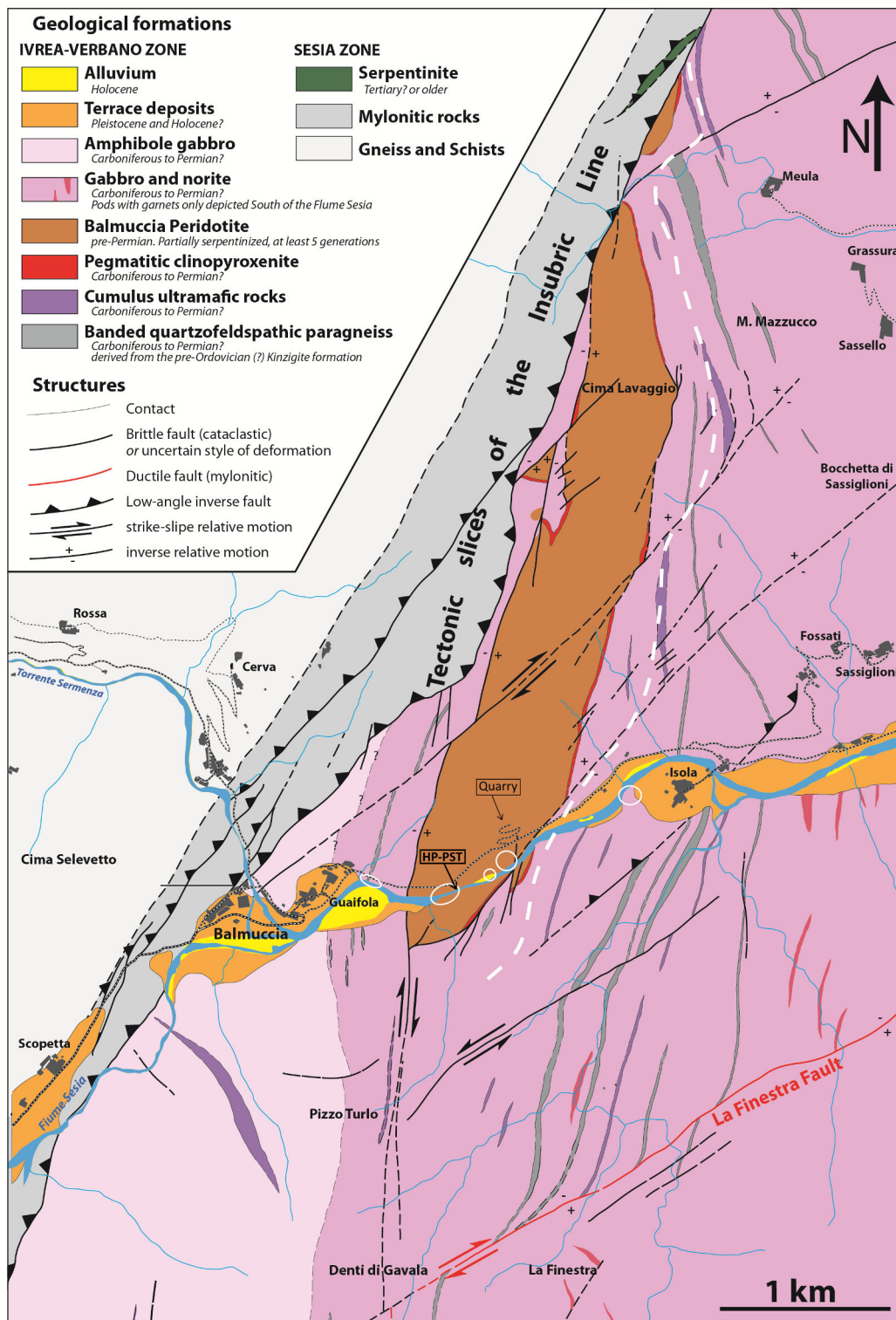


FIGURE 5.2 – Carte géologique simplifiée du Massif de Balmuccia indiquant la localisation (cercles blancs) de quelques lieux d’observation de pseudotachylites le long de la rivière Sésia. La carrière et l’affleurement de l’embarcadère (HP-PST : pseudotachylite de haute pression), dont l’étude est détaillée dans ce chapitre, sont localisés. Figure inspirée de Quick et al. (2003).

géométriques ayant accumulé des produits de fusion dans des structures de type pull-apart (Sibson, 1975).

Certaines pseudotachylites semblent énormes, 10 cm à 1 m d'épaisseur. On ne voit pas de décalage des épontes. Il s'agit donc soit d'une illusion due à l'angle d'observation soit de veines d'injection.

Parmi les PSTs décrites, on peut distinguer deux familles majoritaires (Souquière & Fabbri, 2010) : les PSTs de type A contiennent du spinelle et sont attribuées aux dernières étapes de l'orogénèse Hercynienne ou à la transtension permienne qui a suivi, donc entre 350 et 270 Ma ; les PSTs de type B n'ont que du plagioclase en guise de phase alumineuse et sont associées à une déformation ultérieure à plus basse pression. Ces PSTs de type B sont associées à l'exhumation de la **Zone d'Ivrée** (Souquière & Fabbri, 2010).

La lentille de Balmuccia s'est mise en place dans les metabasites de faciès granulite de la **Zone d'Ivrée** [Figure 5.2] il y a 251 Ma, i.e. à la fin du Paléozoïque, avant que l'**Apulie** ne se sépare de l'Europe (Lensch, 1971; Rivalenti, 1975; Ernst, 1978; Shervais, 1979; Shervais & Mukasa, 1991). On sait donc que les PSTs de type A, dans lesquelles le spinelle a cristallisé à partir du magma frictionnel, se sont formées avant que l'écaille de péridotite ne soit incorporée dans la croûte inférieure.

Une carte tectonique [Figure 5.3] et deux coupes [Figure 5.4] permettent de visualiser le contexte géologique de la péridotite de Balmuccia dans la zone de contact entre la **Zone de Sésia** et la **Zone d'Ivrée** (Souquière & Fabbri, 2010). Y est notamment illustrée la quantité de pseudotachylites répertoriée dans la région.

Des PSTs ultramafiques d'échelle similaire (épaisseur et déplacement relatif) ont déjà été documentées dans le Massif de Balmuccia (Ueda et al., 2008) et dans la péridotite de Lanzo (à plagioclase ; (Piccardo et al., 2010), à des pressions inférieures à 0,8 GPa et 0,5 GPa respectivement.

## 5.1 Justification de la démarche

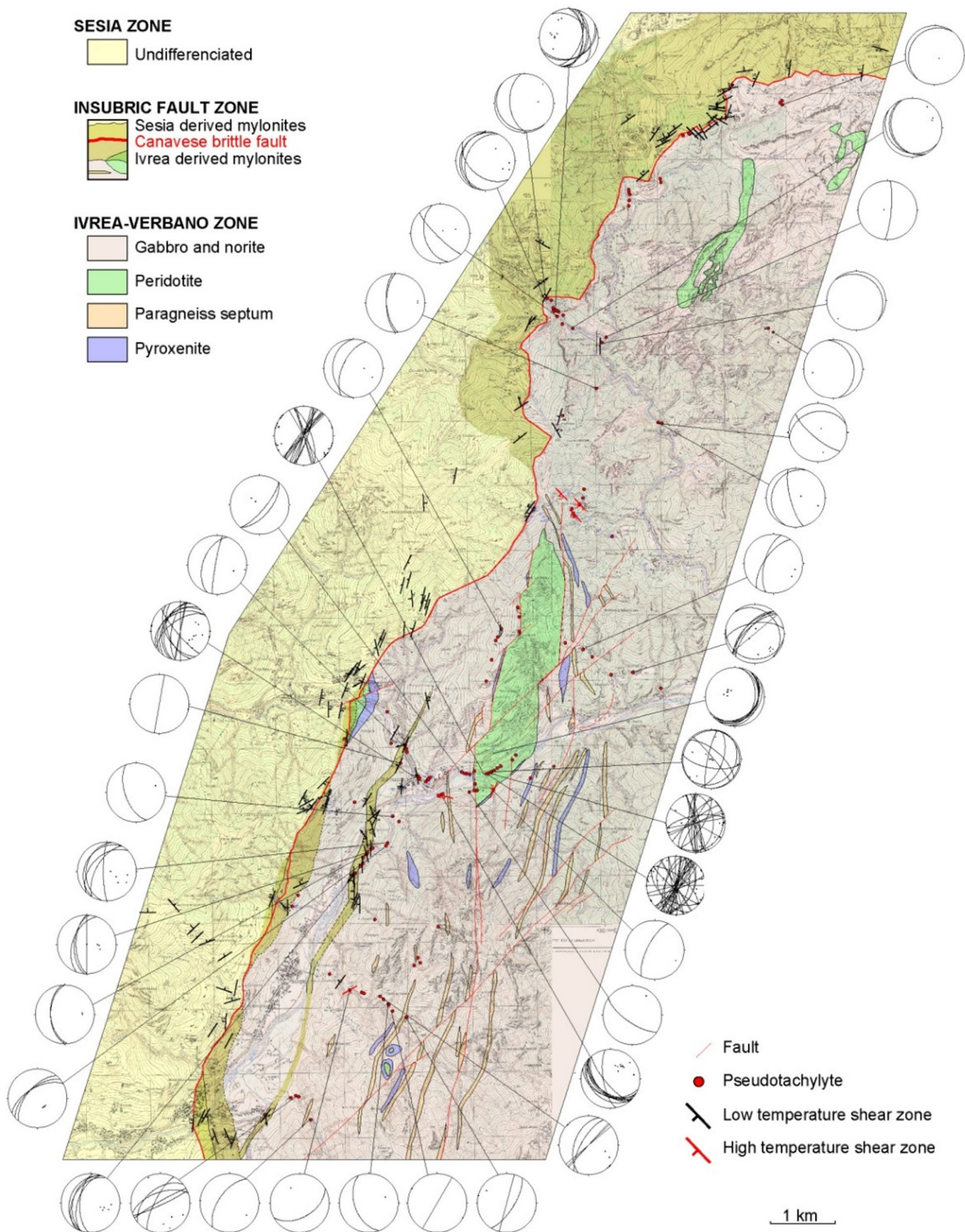


FIGURE 5.3 – Carte tectonique autour de la région de contact entre la *Zone de Sésia* et la *Zone d'Ivrée*, répertoriant les lieux où des pseudotachylites ont été observées. Figure issue de Souquière (2010). Voir A3 en annexe 4.

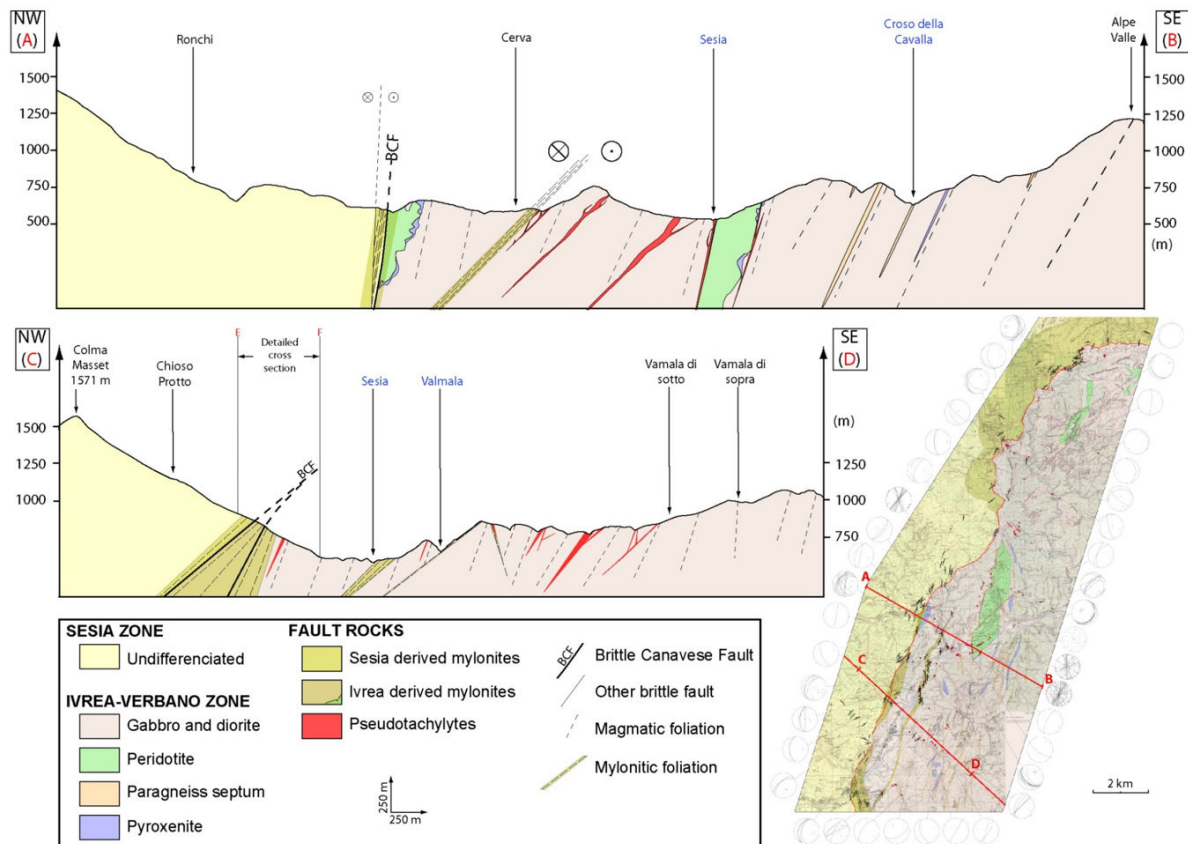


FIGURE 5.4 – Coupes de la région de contact entre la *Zone de Sesia* et la *Zone d'Ivrée* passant par la péridotite de Balmuccia. Figure issue de *Souquière* (2010). Voir A3 en annexe 4.

### 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

#### 5.2.1 Un affleurement idéal : l'embarcadère

Lorsqu'elle forme des falaises, la péridotite de Balmuccia se repère facilement dans le paysage grâce à sa patine d'altération orange. En revanche, quand elle est fraîche, ou régulièrement érodée par un cours d'eau, elle est grise. Tristement grise.

J'ai travaillé sur un affleurement situé juste au bord de la rivière *Sésia*, rive gauche, là où d'habitude on peut croiser des groupes de kayakistes. Cet affleurement, l'embarcadère (45°49,2 N - 8°09,3 E), est situé non loin de l'extrémité sud de l'écaille de péridotite de Balmuccia [Figure 5.5].

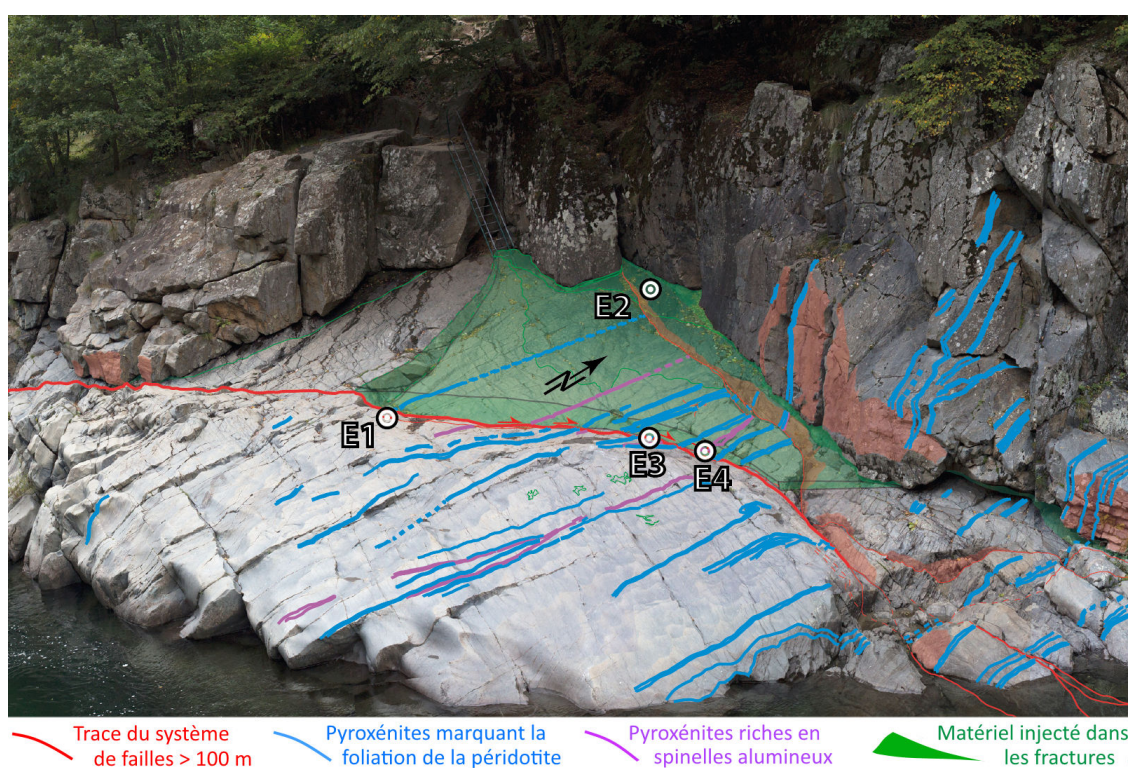


FIGURE 5.5 – Affleurement de l'embarcadère vu depuis la rive droite de la rivière *Sésia* et localisation des échantillons discutés dans le texte. La faille principale de direction N068 est subverticale, tout comme la foliation de direction N002. Leurs intersections avec la surface de l'affleurement sont indiquées en rouge et en bleu respectivement. Des passées plus fines de webstérite ( $\approx 1$  cm d'épaisseur), non-indiquées ici, composent la même foliation. Les lignes violettes indiquent quelques passées subverticales de pyroxénites riches en spinels alumineux. Le rouge transparent indique les surfaces de failles à l'affleurement lorsqu'elles ne sont pas trop érodées. Le vert transparent montre la grande injectite (N050-20S) décrite dans le texte, qui est très érodée mais présente des traces résiduelles sur la face inférieure de la fracture en tension. Largeur de l'image : 30 m. Longueur de l'échelle : 3,5 m. Le diagramme stéréographique associé à cette image est présenté en Figure 5.6. Photographie ©GrégoireEloy



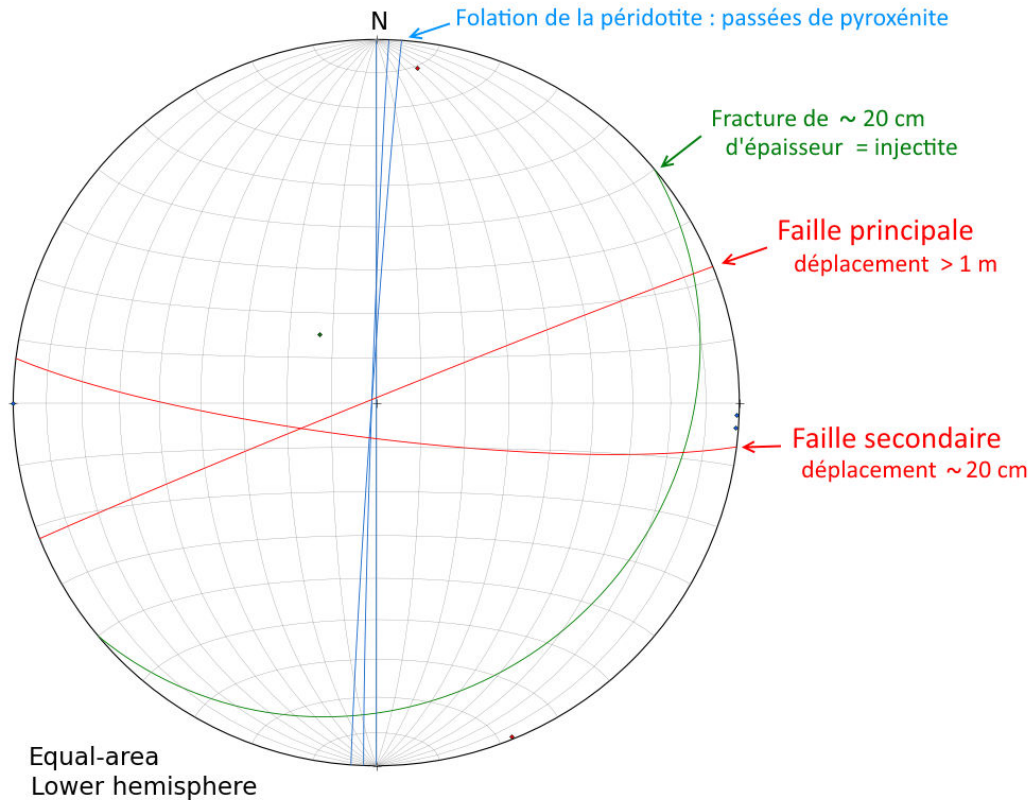


FIGURE 5.6 – Projection stéréographique des structures de premier ordre de l'affleurement de l'embarcadère. Projection de Schmidt. Figure générée avec *Openstereo*.

Les « filons » de pyroxénite et de webstérite mesurent respectivement  $\sim 10$  cm et  $\sim 1$  cm d'épaisseur en moyenne. Ils sont étirés parallèlement à la foliation de la péridotite, si bien que, par abus de langage, ou simplement par métonymie, on les appelle foliation. À l'origine, cette foliation sub-verticale (N002-89W) était très probablement horizontale (*Rivalenti, 1975*), comme la foliation gneissique régionale, la section crustale de la *Zone d'Ivrée* ayant subi une rotation autour de l'axe N-S (*Zingg et al., 1990; Handy et al., 1999*). La foliation est décalée par les failles et constitue ainsi un marqueur du déplacement horizontal, mais, comme les failles et la foliation sont sub-verticales, l'estimation de la composante verticale du glissement semble impossible. On ne connaît donc, a priori, pas la valeur du glissement total.

Les failles sont décrites en section 5.2.2.1.

Remarque :

Par beau temps, la péridotite y est d'un gris clair sans trop de nuance ; par temps de pluie, elle est gris foncé, sans trop de nuance non plus, et dramatiquement glissante. Pourtant, il y a un entre-deux : juste un peu d'eau et le message s'éclaircit. La péridotite et sa foliation de pyroxénite apparaissent alors distinctement. Une fois la roche mouillée, les différences de propriétés optiques d'assemblages minéraux différents nous renvoient en effet des nuances plus nettes. Une fois cette constatation faite, il s'est alors agi de laver la surface de l'affleurement des feuilles et de la terre

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

---

qui gênaient l'observation. Les structures, failles et foliation ont alors confirmé leurs continuités. L'interprétation *a priori* de la nature de ces structures indiquait alors où il fallait échantillonner.

### 5.2.2 Description de la zone de faille

#### 5.2.2.1 Géométrie et connections à toutes les échelles

L'assemblage photographique de l'embarcadère [Figure 5.5] est présenté avec moins d'éléments d'interprétation, pour mieux apprécier la qualité de l'image et les nuances de couleur du plan inférieur de l'injectite [Figure 5.7a]. Un dessin l'accompagne, comportant l'ensemble des observations de premier ordre [Figure 5.7b].

L'annexe 4 présente notamment deux planches A3 montrant l'assemblage photographique de l'affleurement ainsi qu'une interprétation complète dont les étapes sont détaillées dans la suite de ce chapitre.

La PST étudiée est visible sous forme de deux traces noires linéaires traversant l'affleurement de part en part [Figure 5.5]. Il s'agit de l'intersection de deux plans de faille avec la surface sub-horizontale de l'affleurement. La faille principale, près de la rivière, montre un segment long de 35 m associé à un décrochement dextre de 0,8 à 1,2 m. Le second segment de faille, à l'aplomb de la falaise constituant la limite nord de l'embarcadère, montre un décrochement dextre de 0,1 à 0,2 m.

La partie aval de l'affleurement montre un décalage minimal sur la faille principale et un maximal sur la faille secondaire. La zone de contact entre ces deux failles montre un branchement de la faille secondaire sur la faille principale, ainsi que de multiples décalages de la foliation. Les décrochements apparents de cette zone de relai, millimétriques à centimétriques, sont aussi bien dextres que sénestres, suggérant un jeu vertical non-négligeable. Juste en aval de ce branchement, la faille principale semble se prolonger par une falaise le long de la rivière (inaccessible), et un éventail de failles est visible sur quelques mètres avant que l'affleurement ne disparaisse dans la rivière *Sésia*.

La composante horizontale du déplacement sur l'ensemble du réseau de failles est de 1 à 1,2 m [Figure 5.8]. L'épaisseur moyenne des deux branches principales de la PST, i.e. les surfaces principales de glissement, est de  $\sim 5$  mm. La zone d'endommagement consiste en un réseau dense de fines failles et de veines d'injection, de 20 à 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, qui décorent les branches principales. Localement, on peut trouver des injectites pluricentimétriques de directions très variables, notamment les fragments de la gouge de faille, e.g. échantillon E3b [Figure 5.8e]. Une injectite sub-horizontale plurimétrique [Figures 5.5 et 5.6] est décrite par la suite.

La géométrie de la surface de l'affleurement n'est pas la même de part et d'autre de la faille. Côté rivière, il s'agit d'une surface d'érosion convexe et ondulée ; côté falaise, c'est un presque un plan parfait. Cette surface, émaillée de plaquages noirs semblables à la gouge de faille, est interprétée comme la surface inférieure d'une grande injectite se prolongeant

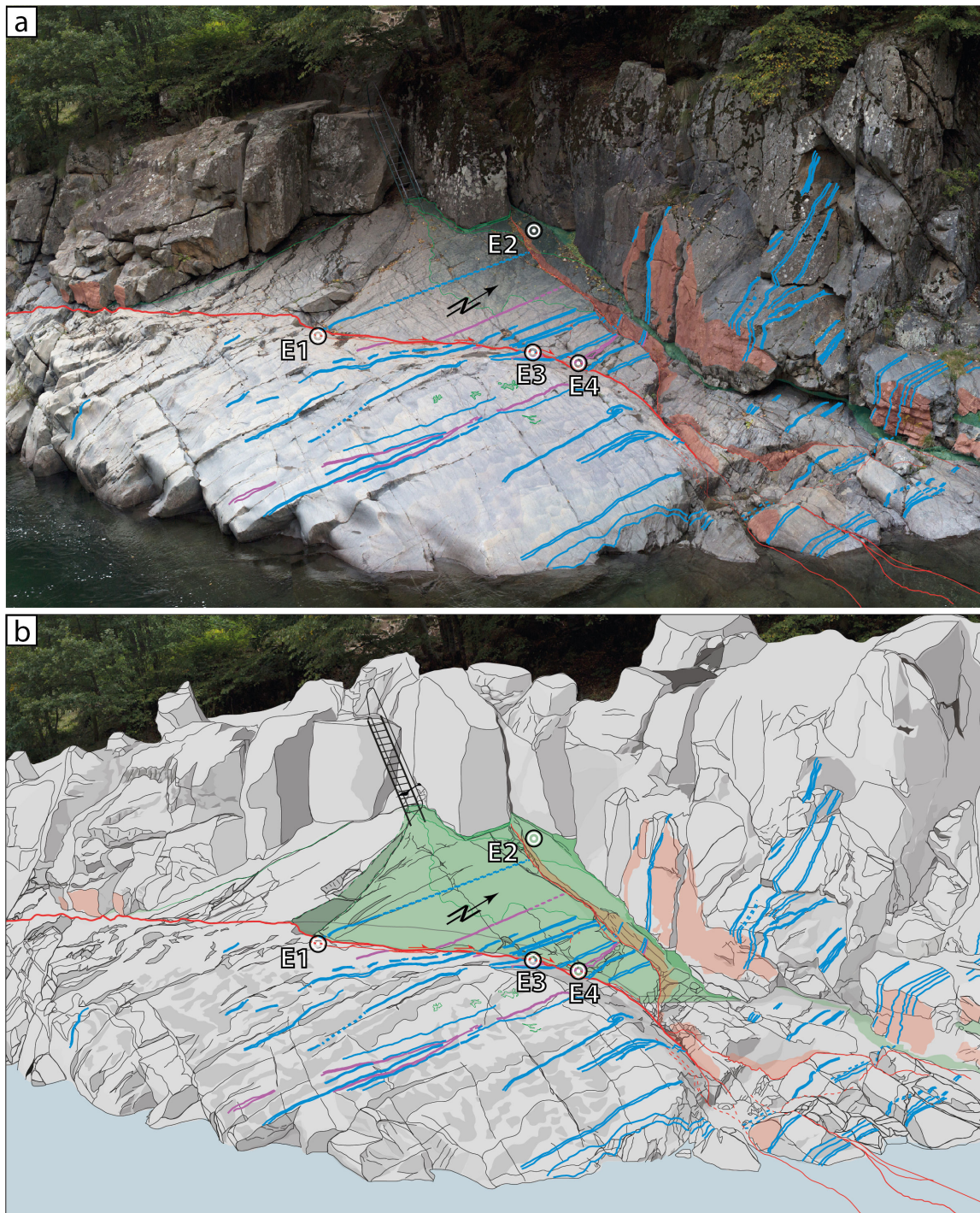


FIGURE 5.7 – Assemblage photographique avec interprétation minimale (a) et dessin d'après photo (b). Les détails de l'assemblage photographique et de l'interprétation peuvent être appréciés en **annexe 4**. Le volume vert est une injectite de  $\approx 15 \text{ m}^3$  en grande partie érodée.

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

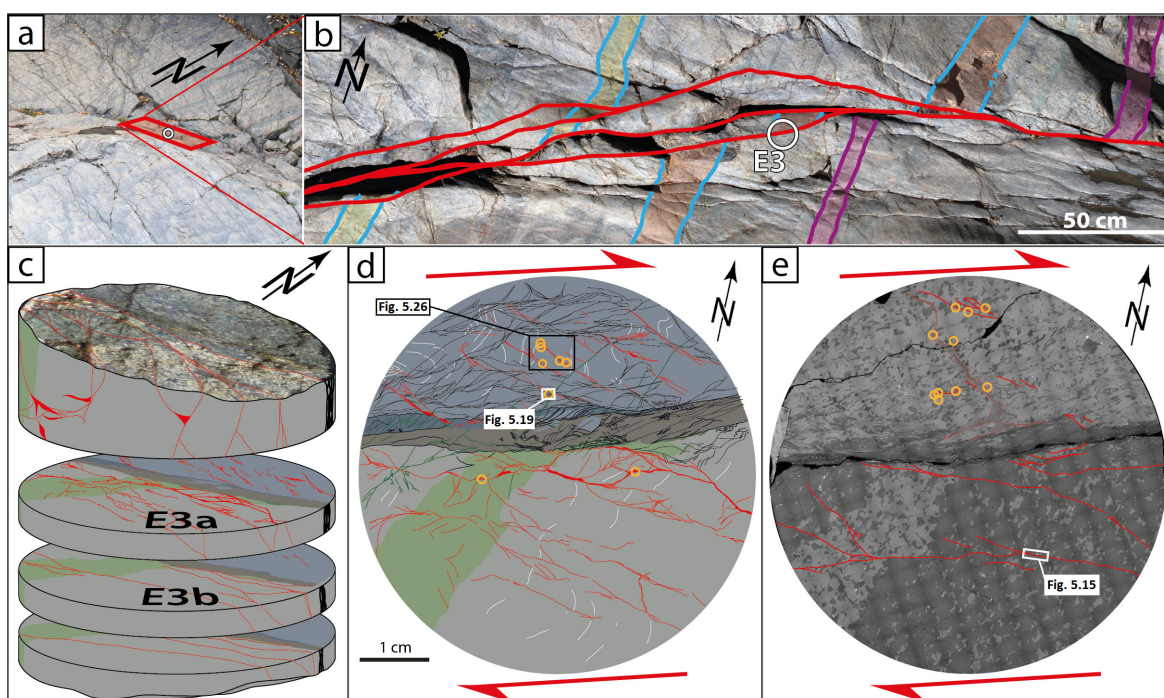


FIGURE 5.8 – Vue rapprochée sur la trace principale de la faille jusqu'à l'échelle millimétrique. Le segment de faille est localisé en (a) et interprété en (b). Les passées de pyroxénite constituent un décalage apparent dextre de 0,8 à 1,2 m sur la trace principale de la faille. La PST est épaisse de  $\approx 5$  mm en moyenne et est localement composée de plusieurs branches. L'échantillon foré E3 est montré en (c). Deux surfaces polies (d) et (e) montrent le cœur altéré de la PST (brun) séparant la pyroxénite (bleu) de la webstérite (vert) et de la péridotite (gris). Une population de poches amorphes [Figure 5.26] est répartie au travers d'un dense réseau d'ultramylonites micrométriques (rouge) [Figure 5.16]. Les points orange indiquent l'emplacement des poches amorphes confirmées par spectrométrie Raman. Une localisation pré-sismique de la déformation est identifiée (d, bleu foncé). Les flèches rouges montrent la composante horizontale du sens de cisaillement.

à quelques mètres derrière la limite nord de l'affleurement [Figures 5.5, 5.6 et 5.7]. Cette injectite semble branchée sur la faille principale et couper la faille secondaire.

La suite de la description montre que les segments de faille de l'embarcadère ont une morphologie intermédiaire entre les deux cas extrêmes illustrés par (Mitchell & Faulkner, 2009) décrivant une décroissance exponentielle de la déformation autour des surfaces principales de glissement [Figure 5.9].

### 5.2.2.2 Endommagement associé au glissement principal

Des zones de cisaillement ultramylonitiques sont branchées sur la faille principale. Elles sont constituées de nanocristaux (0,2 à 2  $\mu\text{m}$ ) d'olivine, de pyroxènes et de spinelle aluminieux. Ces fines zones de cisaillement sont similaires à celles associées aux grandes failles décrochantes affectant la croûte continentale (Chester et al., 2004), où elles sont le témoin

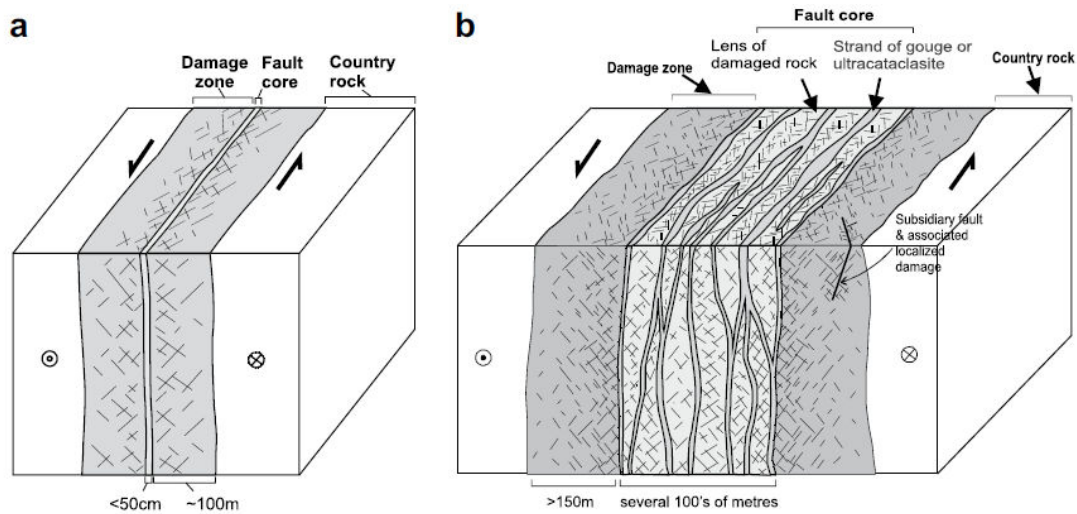


FIGURE 5.9 – Structures typiques d'une zone de faille décrochante dans une roche quartzofeldspathique, d'après (Faulkner et al., 2003), montrant (a) une faille à cœur unique et (b) une faille à cœur multiple, avec la zone d'endommagement associée.

d'une déformation en régime semi-cassant au bas de la zone sismogénique.

La déformation plastique, localisée dans une bande à grains micrométriques, est le plus souvent assistée par glissement aux joints de grains (Boullier & Gueguen, 1975). Des zones de cisaillement de ce type peuvent néanmoins se former par fluage dislocation dans des assemblages polyphasés, e.g. quartz-mica, par réorientation de la phase minérale la moins résistante (Cole et al., 2007), ce qui ne semble pas avoir été le cas ici.

Pour un segment de faille de  $\sim 6$  cm de long, coloré en brun sur l'échantillon E3a, [Figure 5.8a], la longueur cumulée du réseau de microfailles et de microfractures visibles est de  $\sim 45$  cm pour une surface de  $15 \text{ cm}^2$  (moitié inférieure de l'échantillon E3a). Par symétrie, et en prenant en compte le deuxième segment de faille, cette longueur cumulée s'élève à  $\approx 200$  cm. En supposant que nos observations sont extrapolations dans la troisième dimension, on peut calculer, en première approximation, le rapport entre la surface réelle de fractures et la surface apparente de faille  $R_1 = (200/6)^2 \sim 1100$  (i.e. mètres de fractures dans la zone d'endommagement par mètre de faille macroscopique).

Une alternative à ce calcul prend cette fois-ci uniquement en compte la réduction de taille des grains (Brantut et al., 2008, éq. 10) :  $R_2 \sim 6w/d$ , où  $w$  est l'épaisseur de la zone de gouge (ici l'ultramylonite) et  $d$  le diamètre des grains dans l'ultramylonite. On voit alors que  $R_2 \sim 6 \times 10^{-2}/10^{-6} = 6 \times 10^4$ . On en déduit que l'essentiel de l'énergie de surface dans la faille est portée par les joints de grains dans l'ultramylonite.

La géométrie de la PST ne montre aucun indice de déformation lors d'événements successifs, car les microfailles et injectites se coupent les unes les autres sans ne sembler autoriser la moindre datation relative.

L'observation de connections entre les segments de faille à toutes les échelles du micro-

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

---

mètre à la est un indice fort, avec la faible épaisseur des failles par rapport au déplacement observé, de l'enregistrement d'une rupture sismique unique.

L'échantillon E1 [Figure 5.10] est localisé au niveau d'une terminaison de PST en queue de cheval, branchée sur la faille principale, côté rivière. Chaque « cheveu » est une zone de cisaillement d'épaisseur de l'ordre du millimètre ou du dixième de millimètre, i.e. une ultramytonite. Entre ces cheveux se ramifient des zones de cisaillement plus fines jusqu'au micromètre. Le cisaillement dextre est facilement mis en évidence par les structures typiques des mylonites, dites en forme de spaghetti et qui, pourtant, ont plutôt la forme de galaxies [Figure 5.10C]. Ces structures ont par exemple été déjà observées dans des PST à Balmuccia (*Obata & Karato, 1995; Ueda et al., 2008*). Les fractures les plus visibles et les moins résistantes sont des fractures tardives de serpentine qui réutilisent des segments d'ultramytonites.

L'échantillon E2 [Figure 5.11] est localisé près de la grande injectite, à l'aplomb de la falaise, là où l'injectite n'a pas totalement été balayée par l'érosion. L'échantillon présente un grand nombre de fragments millimétriques à centimétriques de pyroxènes, d'olivine et de spinelles, ainsi qu'un grande variété de minéraux fins. Des assemblages ilménite-biotite côtoient du talc, de la trémolite, des chlorites et des hornblendes. De l'apatite se localise aux abords de fractures tardives, ainsi que des assemblages d'oxydes de fer et de nickel. Cette grande diversité minéralogique et chimique met en évidence que l'injectite a été un plan de faiblesse et de circulation de fluides privilégié durant l'exhumation du massif de Balmuccia, contrairement aux surfaces de failles. En effet, les surfaces de glissement des pseudotachylites sont soudées (*Mitchell et al., 2016*), ce qui augmente considérablement la résistance au cisaillement pendant la déformation post-sismique (*Proctor & Lockner, 2016*).

La complexité du réseau de faille peut être résumée [Figure 5.12] par un réseau de PSTs branchées les unes aux autres à toutes les échelles et auxquelles se connectent des injectites de taille variable, le tout étant environné de poches amorphes dont la formation est expliquée en *section 5.3*. L'échantillon E4 est l'échantillon dans lequel l'amorphe a été détecté pour la première fois au Raman (*section 5.3*).

Un schéma structural synthétise ma compréhension de l'affleurement de l'embarcadère et des environs [Figure 5.13].

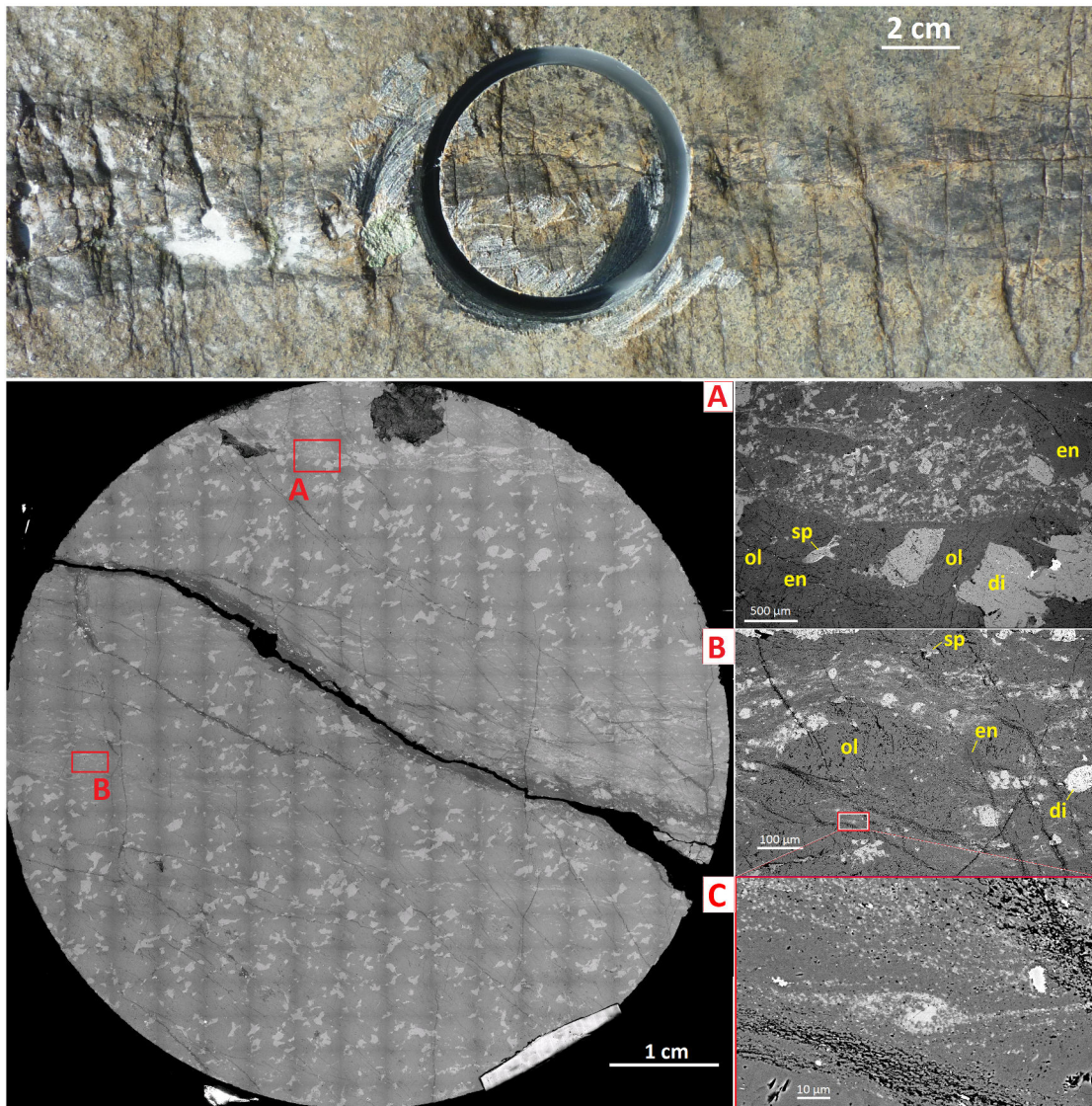


FIGURE 5.10 – Observation de l'échantillon E1 localisé en Figures 5.5 et 5.7.

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

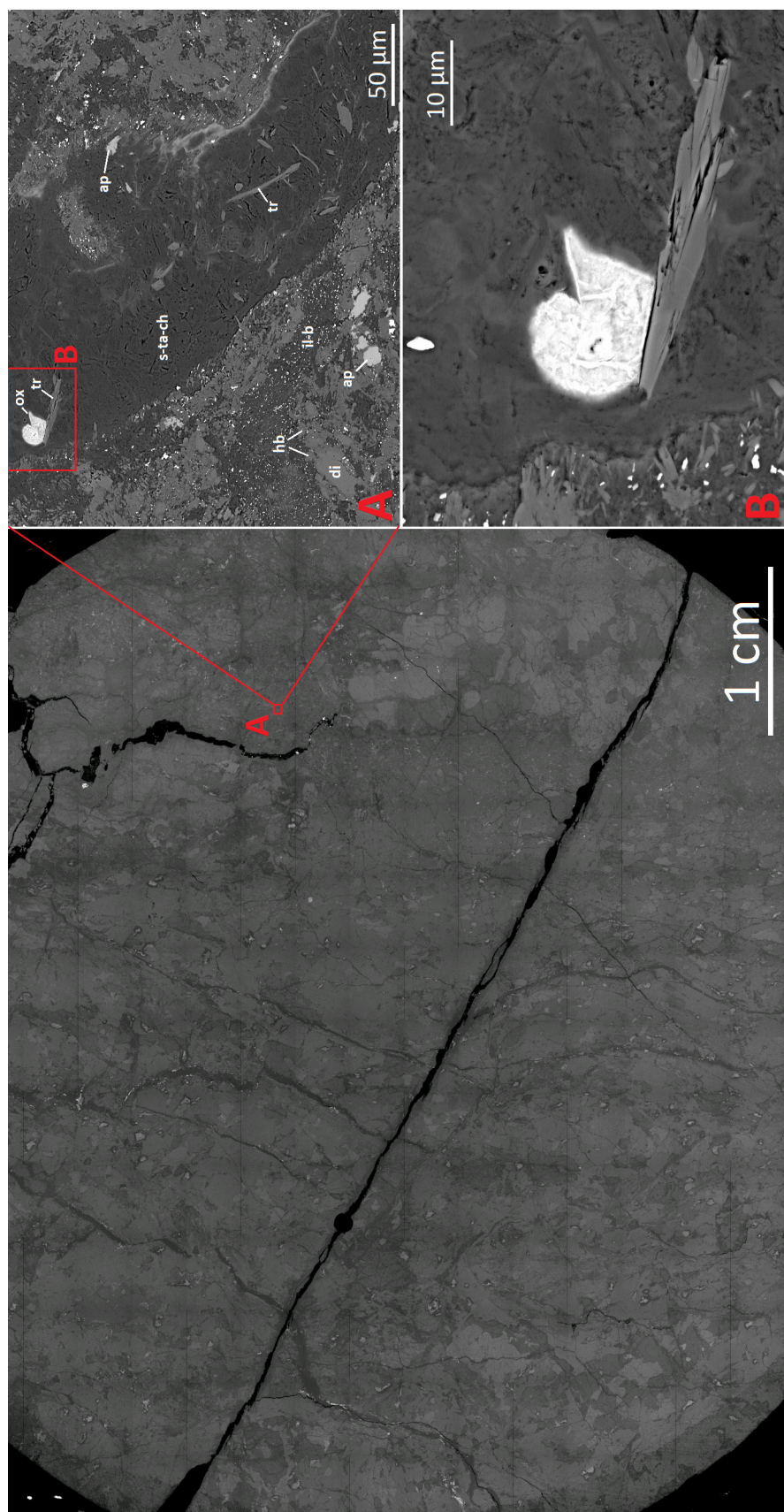


FIGURE 5.11 – Observation de l'échantillon E2 localisé en Figures 5.5 et 5.7. ox = oxydes ; tr = trémolite ; s = serpentine ; ta = talc ; ch = chlorite ; hb = hornblende ; di = diopside ; il = ilménite ; ap = apatite ; b = biotite. Voir A3 en annexe 4.



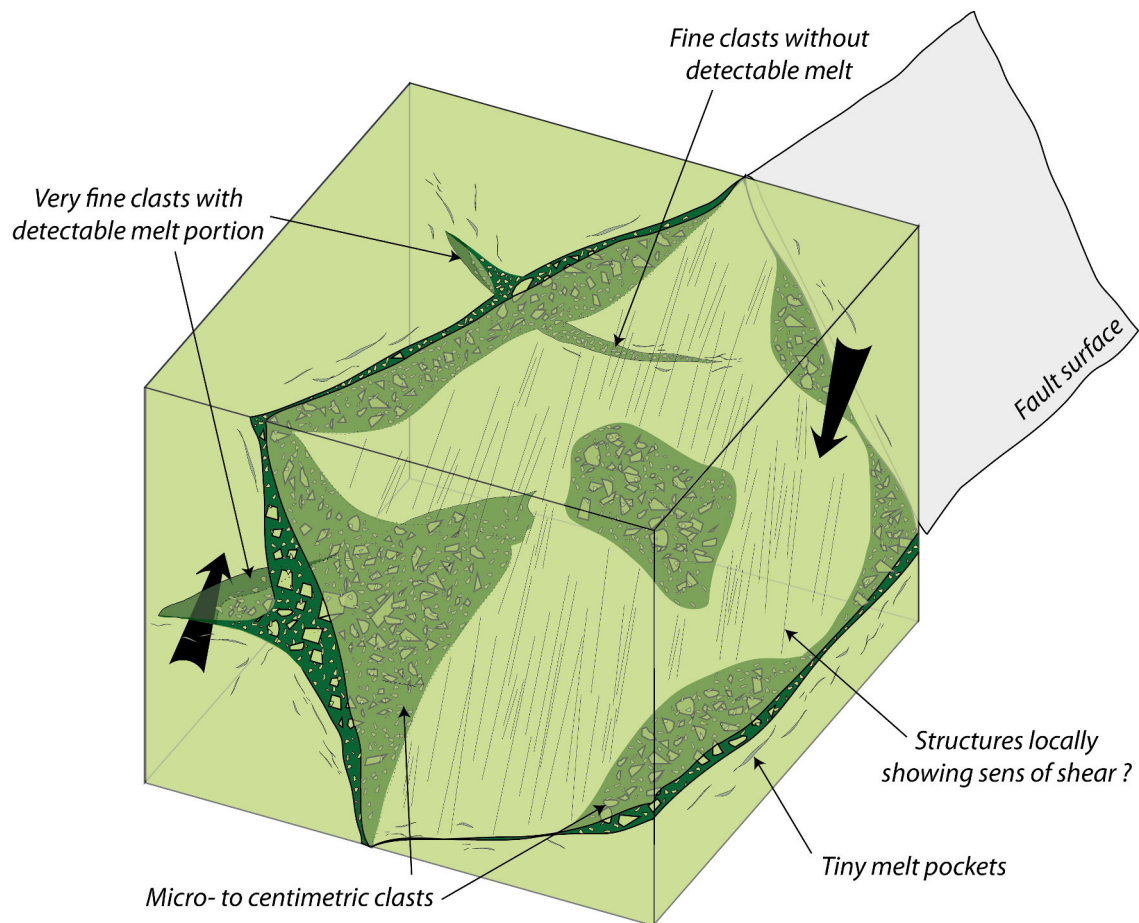


FIGURE 5.12 – Bloc 3D représentant la complexité du réseau de PSTs. Des poches amorphes micrométriques peuplent la proximité des microfailles et microinjectites. Schéma de principe non-orienté.

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

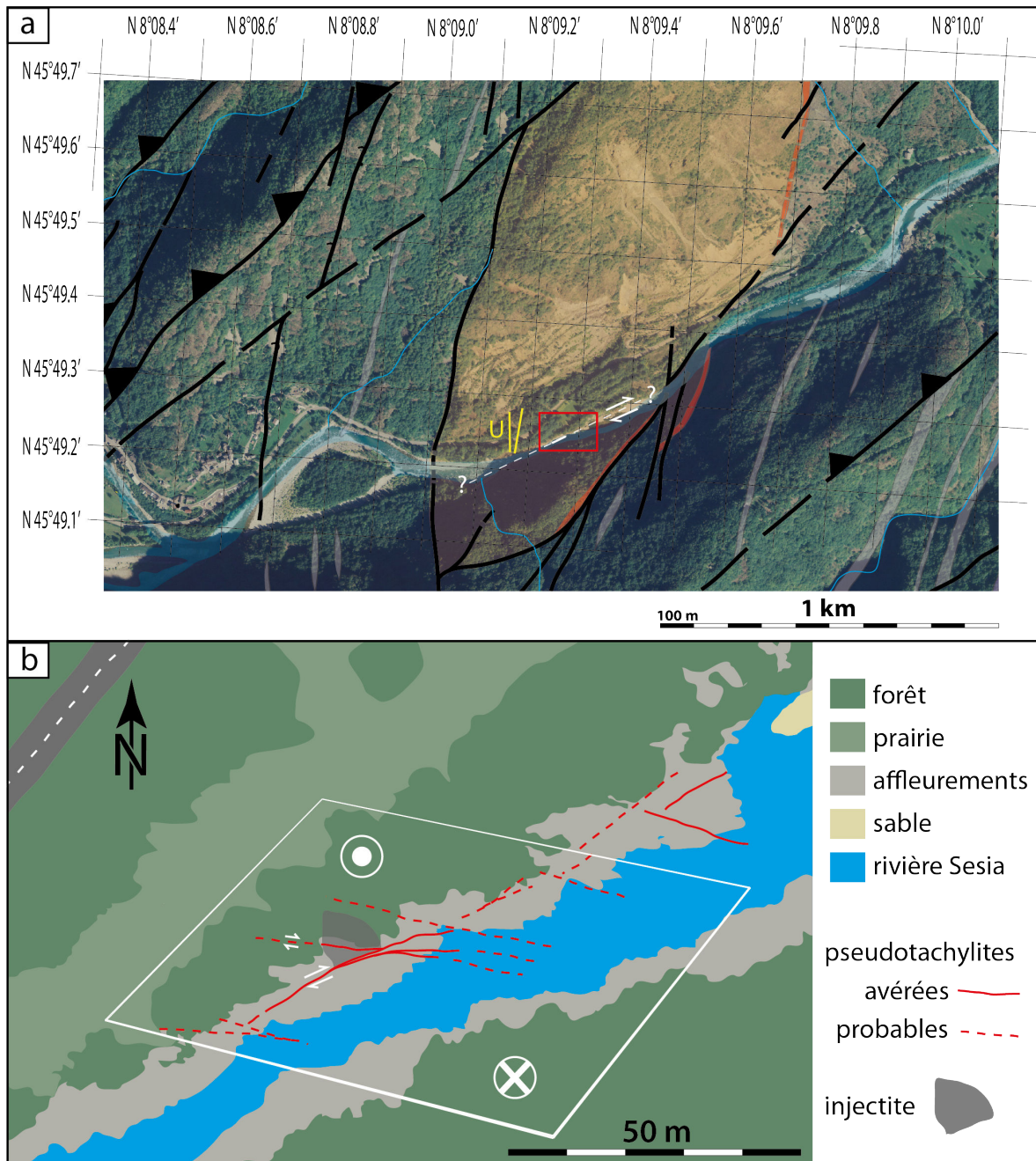


FIGURE 5.13 – **a** : Superposition d’une image satellite (*Google Earth*) et de la carte géologique [Figure 5.2]. Les PSTs de *Ueda et al.* (2008) sont indiquées (U). Le cadre rouge localise la zone (**b**). **b** : Schéma structural de l’embarcadère. En blanc est représentée l’orientation approximative des contraintes.

### 5.2.3 Conditions pression-température au moment du séisme

La température de la péridotite au moment de la formation des pseudotachylites de haute pression était entre 600 et 800°C (Ueda *et al.*, 2008; Souquière & Fabbri, 2010).

Du spinelle alumineux stable est observé dans les ultramylonites [Figure 5.14]. Dans les parties les moins altérées, i.e. exsangues de minéraux hydratés, ces spinelles sont automorphes et révèlent qu'ils étaient en équilibre avec l'olivine et les pyroxènes au moment de leur cristallisation.

Cette cristallisation a-t-elle pris un seconde, une minute, un million d'années? C'est de cette question que traite la *section 5.2.4.3*.

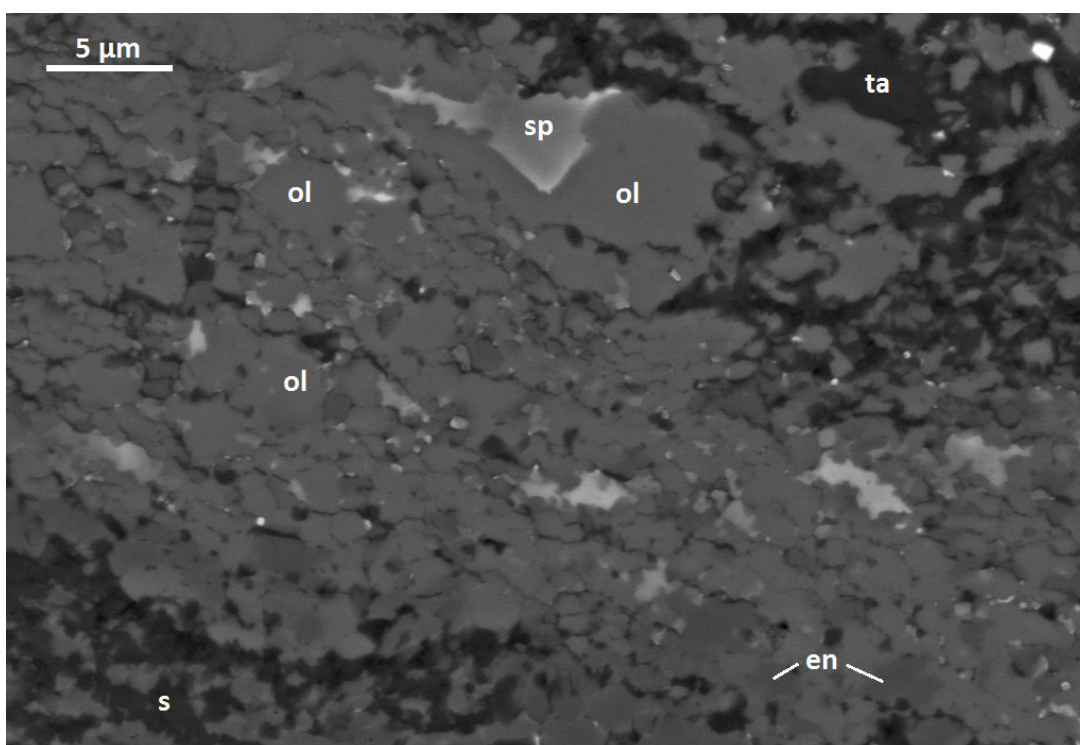


FIGURE 5.14 – Spinelle stable dans les ultramylonites dans l'échantillon E3a. Les phases principales sont repérées : spinelle (sp), olivine (ol), enstatite (en), talc (ta) et serpentine (s).

Si l'on se réfère aux études de stabilité des phases alumineuses dans les péridotites (Green & Hibberson, 1970), l'absence de plagioclases dans ces agrégats de minéraux micrométriques à plurimicrométriques démontre que la pression au moment de la cristallisation était au moins de  $1,3 \pm 0,2$  GPa. Cela signifie que l'ultramylonite s'est formée à une profondeur dépassant 35 km, si l'on considère la pression lithostatique.

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

---

### 5.2.4 La direction de glissement déduite de la texture de l'olivine ?

#### 5.2.4.1 Contraintes macroscopiques sur la direction de glissement

La Figure 5.15 présente deux scénarii de la situation avant le séisme. Dans l'hypothèse d'un glissement minimal, i.e. horizontal, une épaisseur de roche de  $\approx 25$  cm aurait fondu sur la faille ; pour un glissement oblique, la fusion minimale peut être de  $\approx 1$  cm. La réalité se situe entre ces deux cas extrêmes. Il y a donc une composante verticale au glissement, qui sera précisée par la suite. Selon toute vraisemblance, le bloc Nord et est monté par rapport au bloc Sud, comme c'est le cas pour la grande majorité des failles de la région (Handy & Stünitz, 2002; Quick et al., 2003). D'autre part, ce scénario [Figure 5.15-C] est le seul qui soit compatible avec l'ouverture de fentes d'injection sub-horizontales (N050-20S).

#### 5.2.4.2 Orientation cristallographique préférentielle de l'olivine

Les zones de cisaillement ultramylonitiques, en rouge sur la Figure 5.8 (échantillon E3a et E3b), constituées de petits grains ( $0,2 - 2 \mu\text{m}$ ) d'olivine, de pyroxènes et de spinelle révèlent une texturation claire de l'olivine (maximum à 2,9 mrd, "*multiple of random deviation*"), avec le plan (010) parallèle au plan de cisaillement et la direction [100] parallèle à la direction de glissement [Figure 5.16].

La figure de pôles (EBSD) pour la direction [010] est orienté à  $\sim 90^\circ$  du plan de cisaillement [Figure 5.16-4]. Ce type de texture de l'olivine, où l'axe est **b** est fortement texturé, perpendiculairement au sens de cisaillement, associé à une faible texture des axes **a** et **c** en forme de guirlande, est généralement observée en laboratoire lors du cisaillement d'assemblages olivine partiellement fondus (Holtzman et al., 2003). Cette orientation cristallographique préférentielle peut également être associée à un glissement aux joints de grains accommodé par diffusion à haute température ( $> 1250$  °C) comme récemment démontré par (Miyazaki et al., 2013). Dans tous les cas, cela prouve que les ultramylonites se sont formées à bien plus haute température que celle qui régnait alors dans le volume de péridotite.

Une hypothèse raisonnable est que ces grains fins, produits de la recristallisation de la PST, s'orientent immédiatement pendant le glissement post-sismique, i.e. dès la fin du glissement, à haute température, en milieu partiellement fondu, lors de la recristallisation. En regardant de plus près, on voit aussi qu'une légère texture, plus commune, des axes **a** et **c** se superpose à cette texture haute température de premier ordre [Figure 5.165], qui montre probablement que la texturation a dû continuer pendant un certain temps alors que la roche refroidissait. La raison pour laquelle la texturation de l'axe [010] est plus marquée que celle de l'axe [100] est probablement que le plan de glissement principal (010) commence à s'orienter dès la nucléation des cristaux dans le magma frictionnel à haute température et que la quantité de glissement est plus importante au début du glissement post-sismique. On préserve ainsi de manière préférentielle la texture de haute température.

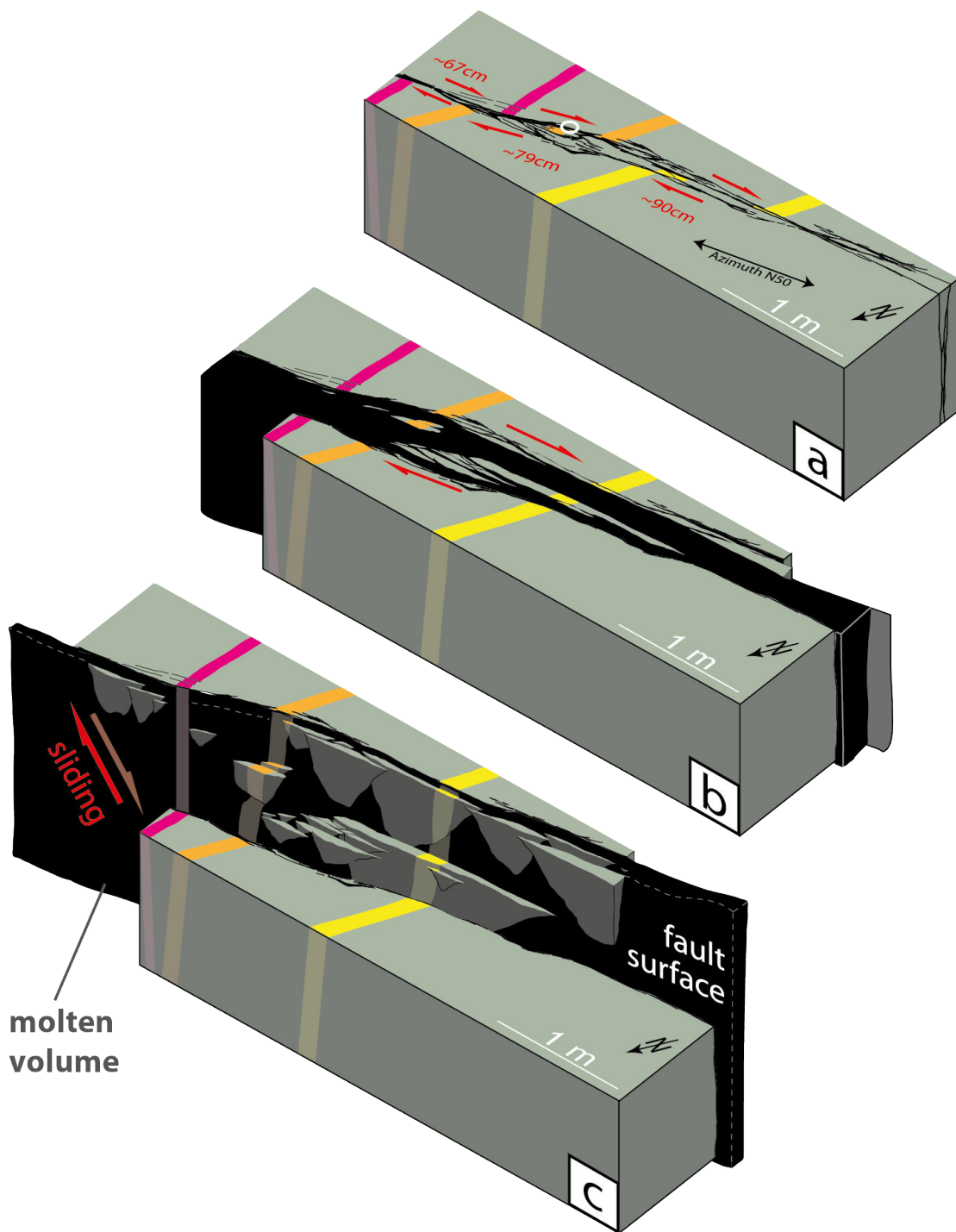


FIGURE 5.15 – Illustration schématique de l'histoire du glissement sur le segment de faille présenté en Figure 5.8, considérant 5 cm d'épaisseur de fonte. a : représentation 3D du segment de faille montrant la localisation de l'échantillon E3 ; b : situation avant le séisme en considérant un glissement horizontal, supposant  $\approx 25$  cm d'épaisseur de fonte, ce qui n'est pas réaliste ; c : situation avant le séisme en considérant un glissement oblique compatible avec les observations EBSD (section 5.2.4.2) [Figure 5.16]. Le volume noir représente ce qui va fondre.

## 5.2 Une pseudotachylite ultramafique de haute pression

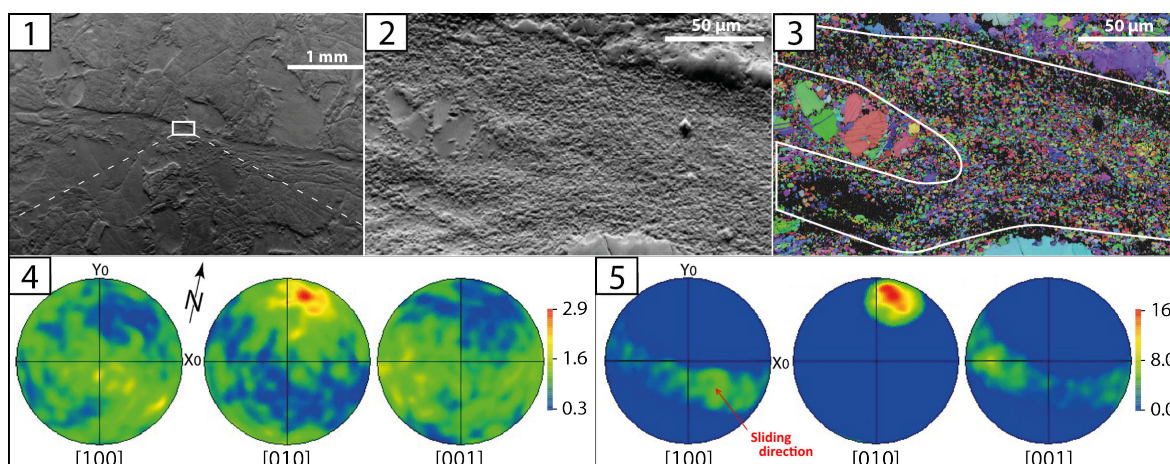


FIGURE 5.16 – Observation par diffraction des électrons rétrodiffusés (EBSD) de la zone localisée en Figure 5.8. 1-2 : ultramylonite de 20 à 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, contenant des cristaux d'olivine, de spinelle et de pyroxènes, avec une taille de grains maximale de 2  $\mu\text{m}$  (clasts exclus). 3 : indexation de l'olivine, de l'enstatite, du diopside et du spinelle. 4 : figure de pôles EBSD des grains d'olivine, largement majoritaires sur cette section localisée en (b3). 5 : figures de pôles réalisées sur la même zone pour les 80 % de grains d'olivine dont l'axe [010] est normal à la surface de faille, montrant clairement que les cristaux dont l'axe [010] a cette orientation préférentielle ont aussi tendance à avoir une orientation préférentielle de leurs axes [100] et [001]. NB : représentations stéréographiques en hémisphères supérieures.

Ensuite, plus la température diminue, plus la texturation des axes *a* et *c* devient marquée [Figure 5.17]. Il s'agirait donc de la première observation, à notre connaissance, de l'enregistrement direct du glissement, et de la direction de glissement, post-sismiques dans une ultramylonite issue de la recristallisation d'une PST.

Cette observation importante suggère une composante de glissement vertical conséquente. En effet, la figure de pôles (EBSD) pour la direction [100] montre un angle de  $40^\circ$  par rapport à l'axe Z (vertical), ce qui indique une composante verticale du glissement de 1,2 à 1,5 m ( $D_v = D_h / \tan 40$ ). On estime donc le déplacement relatif total sur la faille entre 1,6 et 1,9 m ( $D = D_h / \sin 40$ ).

Enfin, puisque le spinelle a recristallisé dans la mylonite, celle-ci s'est formée, ainsi que la PST associé, à plus de 35 km de profondeur.

### 5.2.4.3 Paramètre *temps* et cristallisation des micro-olivines

Une première étape de validation de l'hypothèse (*section 5.2.4.2*) passe par la vérification que la taille des grains est compatible avec le temps de cristallisation.

Le rayon *r* des grains d'olivine cristallisant à partir d'une roche fondue peut être calculé

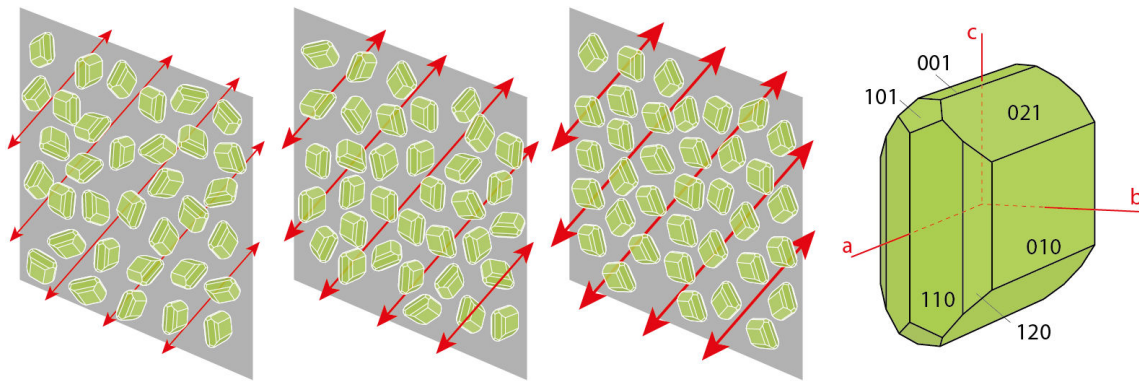


FIGURE 5.17 – Schéma représentant l'orientation cristallographique préférentielle de l'olivine au fur et à mesure du glissement. Les flèches rouges indiquent la direction du glissement, et leur épaisseur sa quantité relative.

en utilisant l'équation suivante (Nielsen, 1961, 1964; Maaløe, 2011) :

$$r = \sqrt{\frac{2 \mathcal{D} v (c - s) t}{a e^{b v (c - s)}}}, \quad (5.1)$$

où  $\mathcal{D}$  est le coefficient de diffusion (Donaldson, 1975; Hofmann, 1980),  $v$  est le volume molaire ( $\sim 43,67 \text{ cm mol}^{-1}$ ),  $a = 0,9277$ ,  $b = 3,0754$ ,  $(c - s)$  est la sursaturation et  $t$  le temps durant lequel le liquide est en surfusion.

D'après (Maaløe, 2011), pour un taux de MgO de 45 % (péridotite de Balmuccia), la sursaturation s'écrit :

$$(c - s) = 1,5 \times 10^{-4} \times \Delta T \quad (5.2)$$

où  $\Delta T$  est le degré de surfusion, i.e. l'écart à la température de changement d'état. On peut donc tracer l'évolution de  $r$  en fonction de  $\Delta T$  pour différents  $t$  [Figure 5.18].

En prenant par exemple  $\Delta T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ , le rayon  $r$  des cristaux d'olivine atteint  $1 \text{ }\mu\text{m}$  en 1 s, et la taille des grains observés dans l'ultramylonite ( $\sim 5 \text{ }\mu\text{m}$ ) en 10 s seulement, ce qui largement compatible avec un glissement post-sismique encore significatif. En considérant que la vitesse de glissement est entre 1 et  $10 \text{ m s}^{-1}$  et un déplacement sur la faille principale entre 1 et 2 mètres, la taille des grains dans les ultramylonites est donc cohérente avec une cristallisation pendant le glissement post-sismique. C'est une manière simple d'expliquer pourquoi la texturation de l'axe [010] est plus marquée que celle de l'axe [100], et aussi pourquoi ces grains (clastes exclus) ont la même taille dans toutes les ultramylonites observées, ainsi que dans les injectites centimétriques (*section 5.3*).

Par la suite est notamment étudié le paramètre viscosité, qui dépend de la température du liquide et de sa chimie, notamment de sa teneur en  $\text{H}_2\text{O}$ .

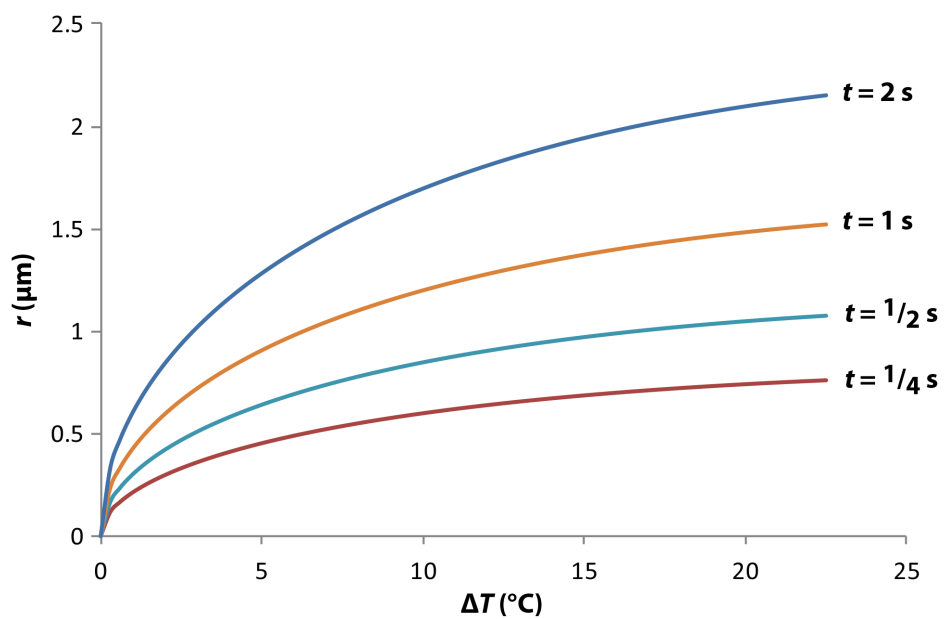


FIGURE 5.18 – Rayon des micro-olivines en fonction de la surfusion et du temps.



### 5.3 Caractérisation des « injectites »

L'injectite plurimétrique (échantillon E2) a été un plan de faiblesse et de circulation de fluide durant l'exhumation du massif (*section 5.2.2.2*). Des structures ont néanmoins échappé à l'altération. Concentrons-nous sur une injectite centimétrique (échantillon E3b) et sur les poches amorphes qui peuplent la zone d'endommagement.

La forme des zones amorphes est assez caractéristique, ce qui les rend assez faciles à identifier. La *section 5.3.1* présente la démonstration qu'il s'agit bien de matériel amorphe. Leur composition et leur mécanisme de formation sont abordés en *section 5.3.2*.

#### 5.3.1 L'apport de la spectrométrie Raman

##### 5.3.1.1 Principe de la méthode

Grâce à la spectrométrie Raman, la lumière donne accès à une information sur la structure de la matière analysée à partir de ses propriétés vibratoires. Un faisceau de lumière monochromatique, généralement vert (514,5 ou 532,1 nm) ou bleu (472,7 nm), est envoyé sur l'échantillon à analyser. Suite à l'interaction lumière-matière, une infime portion de l'énergie incidente est réémise par l'échantillon avec une longueur d'onde différente. Le décalage Raman, mesuré par le spectromètre, est l'écart entre les longueurs d'onde réémise et incidente. Inverse d'une longueur d'onde, il s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$ .

Amas de particules qui vibrent les unes par rapport aux autres, les atomes vibrent eux-mêmes les uns par rapport aux autres au sein de la matière qu'ils constituent. Quand deux atomes forment une liaison, ils vibrent l'un par rapport à l'autre à une certaine fréquence, dépendant directement du rapport de charge et du rapport de masse entre ces deux atomes. Chaque type de liaison a ses propres modes vibratoires, qui sont fonction des liaisons des atomes voisins du réseau connecté, ainsi que des voisins de leurs voisins. A toute association de modes vibratoires correspondent une géométrie et une composition chimique.

La spectroscopie Raman est particulièrement adaptée à l'étude des verres (*Le Losq et al., 2012; Le Losq, 2012; Neuville et al., 2014*).

##### 5.3.1.2 De l'amorphe dans les cristaux

Les cristaux ont une structure périodique. La maille cristalline, ou motif cristallin de base, est la brique élémentaire permettant de définir un cristal. Cette unité structurale compte un certain nombre de liaisons chimiques, dépendant de sa géométrie. En règle générale, la composition de la maille varie peu au sein d'un cristal, ce qui induit un signal Raman montrant clairement un petit nombre de pics, chaque pic correspondant à un décalage Raman précis, et donc à un mode vibratoire donné.

### 5.3 Caractérisation des « injectites »

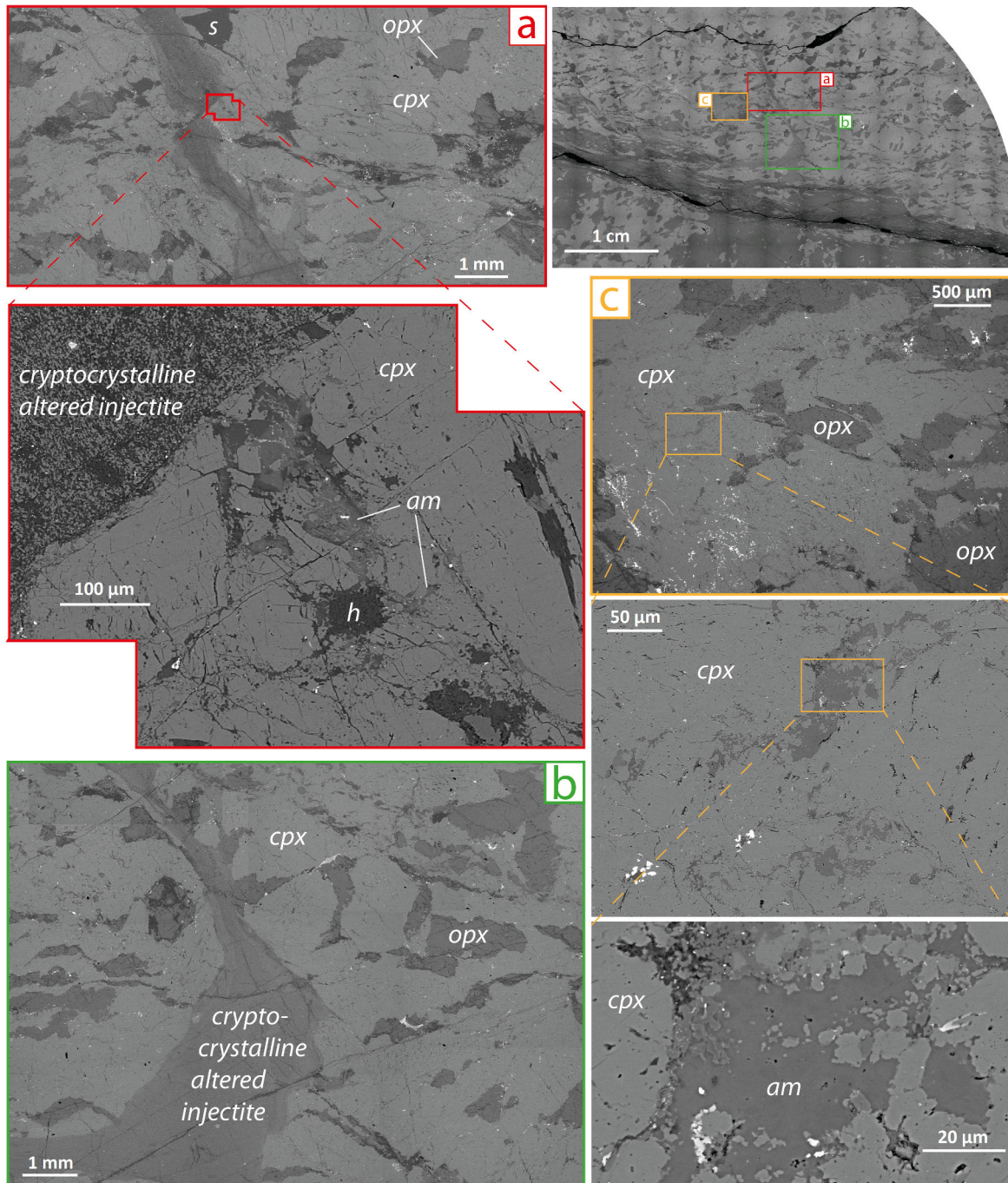


FIGURE 5.19 – Observation (MEB) de l’injectite micrométrique de l’échantillon E3. L’injectite est à l’intérieur d’un segment de pyroxénite [Figure 5.8], i.e. clinopyroxènes (cpx) et orthopyroxènes (opx). Elle est entièrement cristalline et se compose soit uniquement d’olivine de pyroxènes et de spinelle (zones non-altérées) soit également d’un ensemble de produits d’altération tels que le talc, la chlorite et la serpentine. Des poches amorphes (am) se localisent en périphérie de cette injectite, dans les cristaux de clinopyroxènes (diopside). Une partie de ces injectites semble altérée et dévitrifiée en assemblages de minéraux hydroxylés (h) tels que le talc, la serpentine et la chlorite.

En revanche, lorsqu'un matériau est amorphe, comme le verre de nos vitres par exemple, le signal spectral présente des « bosses », autrement dit de larges bandes de longueurs d'ondes. Ici, on parlera de « bosse amorphe » pour la bande située entre 850 et 1250  $\text{cm}^{-1}$ .

Une poche amorphe à proximité d'une petite faille [Figure 5.20] dans l'échantillon E3a [Figure 5.8] montre la « bosse amorphe » observée de manière systématique dans ces structures [5.21].

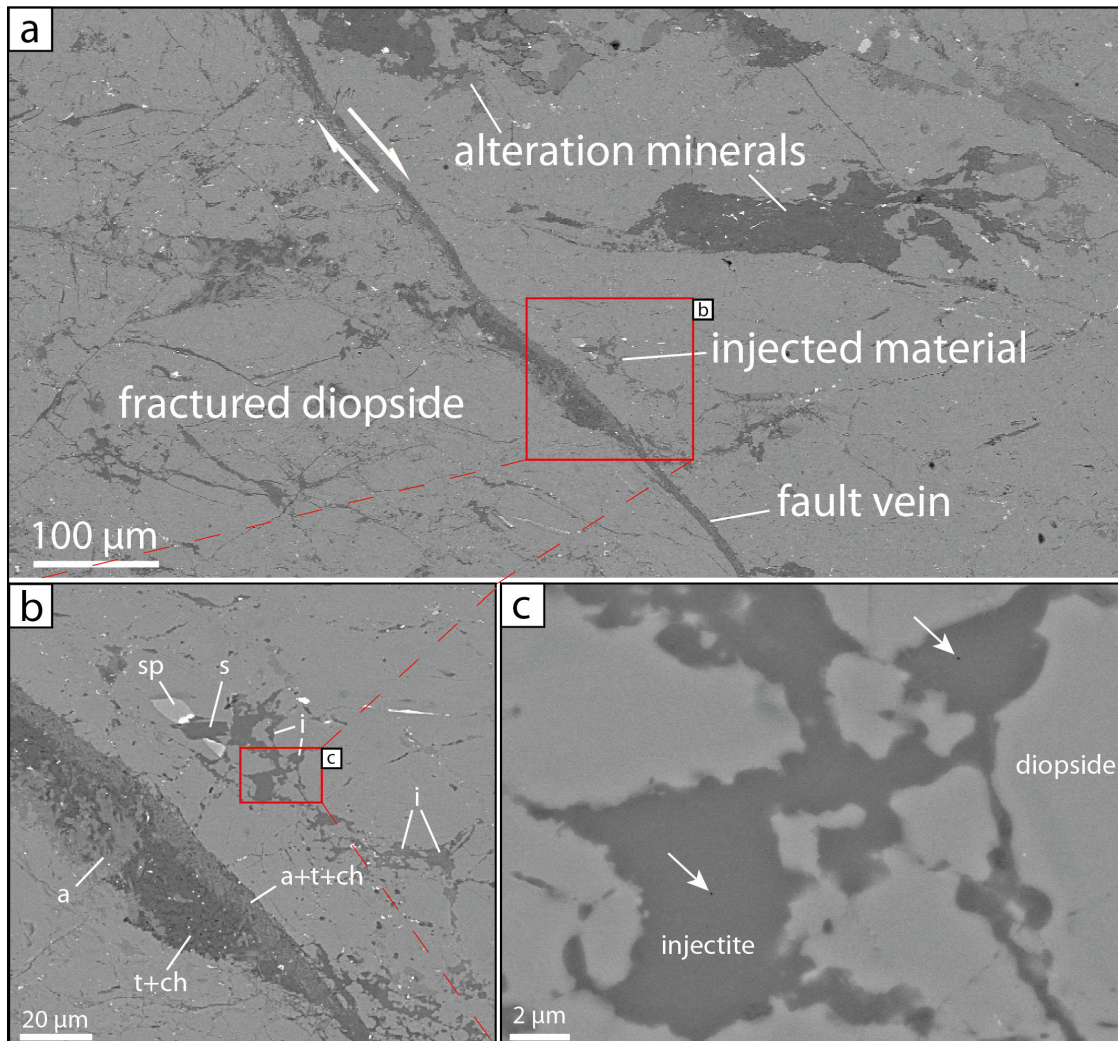


FIGURE 5.20 – **Détail d'une injectite détectée dans l'échantillon E3a, localisée en Figure 5.8.** a) segment de micro-faille passant à travers un gros grain de diopside relativement bien préservé de l'altération; b) détail des phases en présence; c) vue rapprochée de l'injectite montrant la géométrie de son contour. Microscopie Électronique à Balayage. Légende : i = injectite ; s = serpentine ; sp = Al-spinel ; a = amphibole ; t = talc ; ch = chlorite. Les flèches en (c) montrent les trous provoqués par le faisceau d'électrons du microscope, attestant de la faible stabilité du matériau injecté.

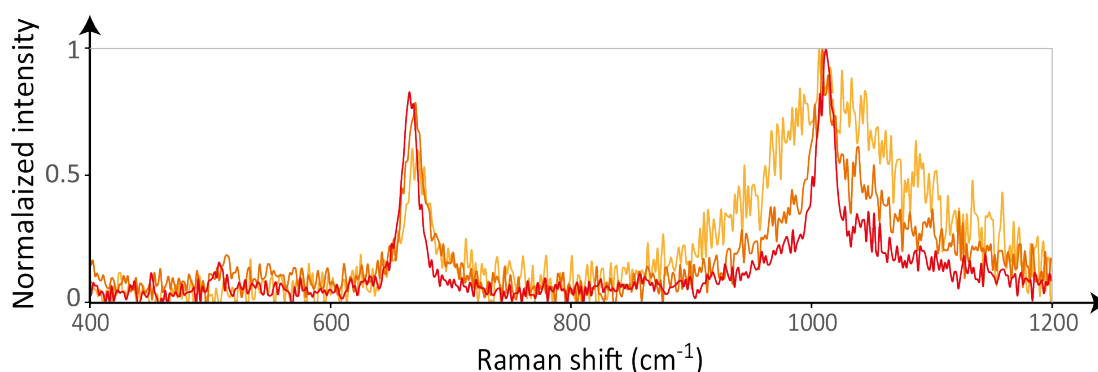


FIGURE 5.21 – Spectres Raman réalisés à proximité de l’injectite présentée en figure 5.20. Du rouge au jaune le faisceau du spectromètre passe du cristal hôte à l’inclusion amorphe. Spectromètre *Renishaw*. Longueur d’onde incidente : 514,5 nm.

#### 5.3.1.3 Comparaison à un verre obtenu par fusion en laboratoire

Des fragments de péridotite de Balmuccia ont été chauffés au laboratoire dans un four porté à 1450 °C pendant 2h. Les spectres Raman caractérisant les poches amorphes incluses dans les cristaux de diopside [Figure 5.21] peuvent ainsi être comparés à ceux obtenus en analysant le même matériau fondu aux conditions de surface, i.e. verre expérimental [Figure 5.3]. Le dispositif utilisé se compose d’un four colonne, d’un fil de platine et d’un creuset [Figure 5.23]. La même expérience a été réalisée au moyen d’un creuset en platine et d’un creuset en carbone.

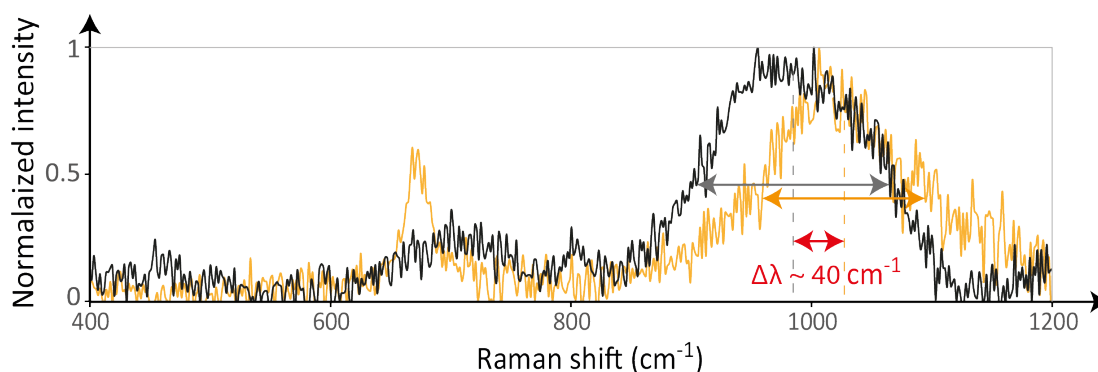


FIGURE 5.22 – Comparaison du signal Raman de l’injectite et d’un verre expérimental. Spectre Raman réalisé dans une poche amorphe (jaune, Figure 5.21) et au laboratoire (noir). Spectromètre *Renishaw*. Longueur d’onde incidente : 514,5 nm.

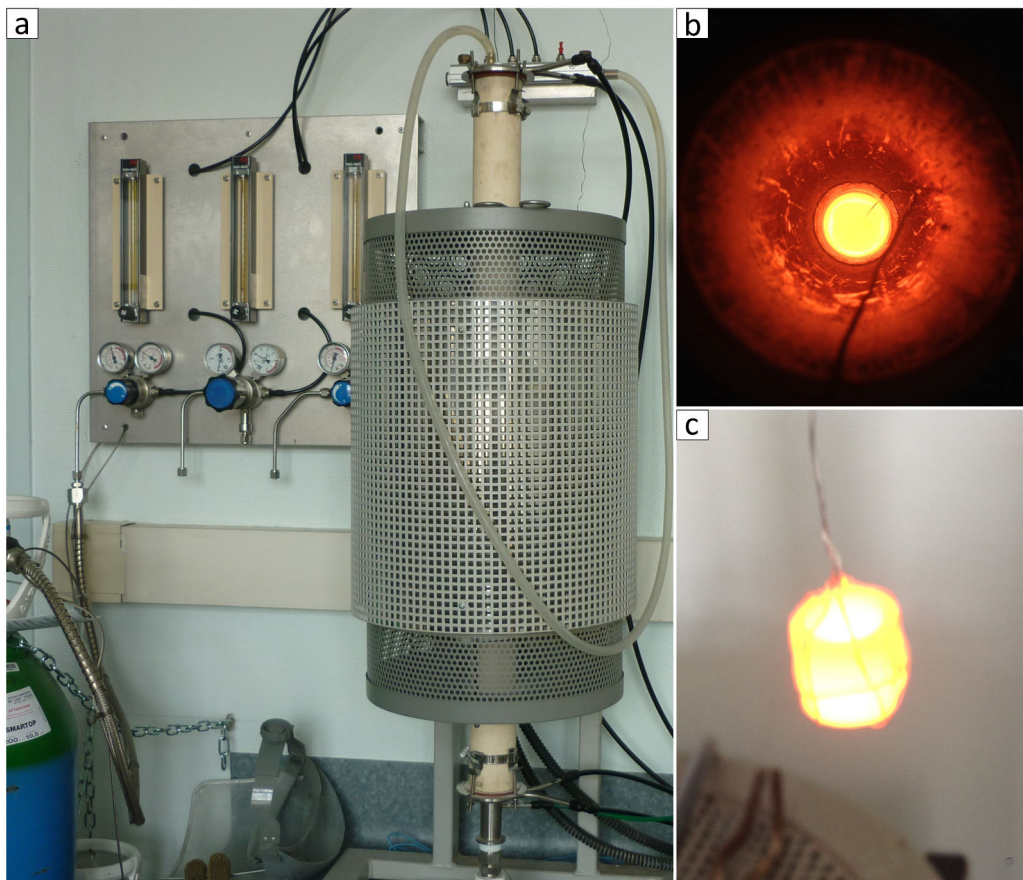


FIGURE 5.23 – Dispositif permettant la fusion de péridotite au laboratoire. a : four colonne ; b : vue d'en haut de l'intérieur du four ; c : creuset en carbone tout juste sorti du four. Le creuset mesure  $\approx 1,8$  cm de haute pour  $\approx 2$  cm de diamètre)

### 5.3.1.4 Présence d'eau liée dans les poches amorphes

De la même manière que la présence impacte les structures cristallines, elle impacte la structure des verres de silicates. On distingue par la suite deux parties du spectre Raman. Entre 150 et 1250  $\text{cm}^{-1}$ , ce dernier nous renseigne sur les modes vibratoires de l'assemblage silicaté, i.e. tétraèdres de silice organisés au sein d'un cristal ou d'un réseau amorphe ; entre 3200 et 3800  $\text{cm}^{-1}$ , on a accès aux modes d'étirement des groupements OH de l'eau.

Cette eau est généralement présente sous forme  $\text{H}_2\text{O}$  en tant que défauts dans les assemblages cristallins, mais lorsqu'elle est présente au moment de la solidification d'un liquide silicaté, elle fait structurellement partie de son architecture, par liaisons ioniques ou covalentes. On parle d'eau liée, i.e. hydroxylation du squelette silicaté.

La présence d'eau au moment de la fusion fait partie des facteurs entraînant la dépolymérisation du silicate amorphe [Figure 5.24], tout comme la diversité des cations ; à l'inverse, une augmentation du taux de silice ou de la pression augmente la polymérisation [Figure 5.25] (*Le Losq, 2012*).

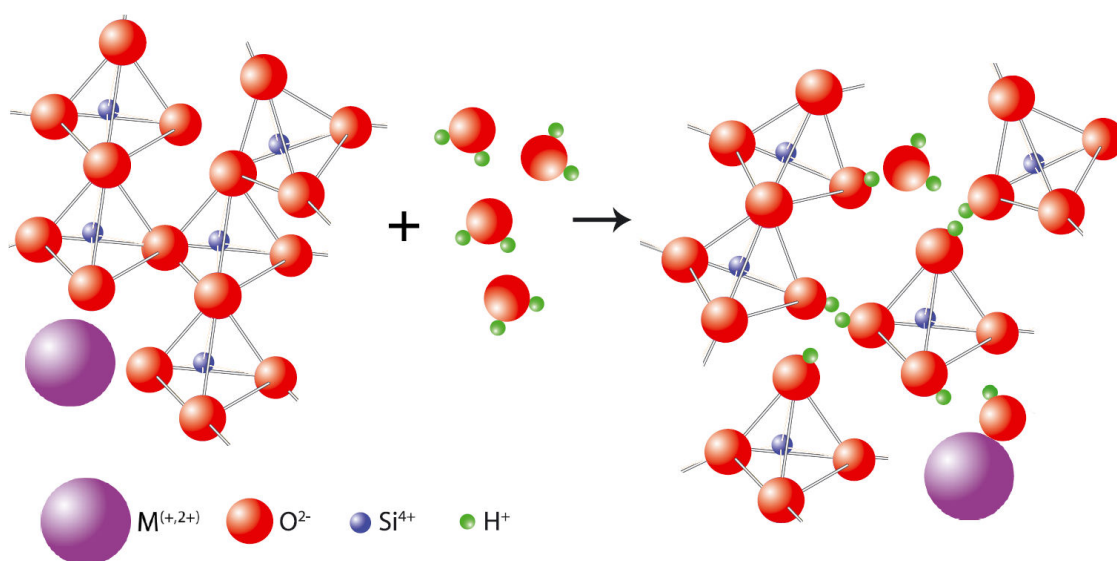


FIGURE 5.24 – Schémas représentant l'effet de l'introduction d'eau dans le réseau désordonné d'un verre de silice. À gauche : les tétraèdres  $\text{SiO}_4$  d'un verre de silice, tous connectés les uns aux autres, ainsi qu'à des modificateurs de réseau (cations tels que  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Na}^+$  ou  $\text{Ca}^{2+}$ ). L'introduction d'eau forme des liaisons Si-OH, SiOH  $\cdots$  HO-Si et Si-OH  $\cdots$  OH<sub>2</sub> comme visible sur le schéma de droite. Figure adaptée de *Le Losq et al. (2013)*.

La plupart des injectites micrométriques révélant un matériel amorphe au Raman apparaissent déconnectées du réseau de failles, i.e. elles sont incluses à l'intérieur de fractures soudées ayant affecté les cristaux de diopside l'espace d'un instant [Figure 5.20]. La présence d'eau liée à l'intérieur de ces poches amorphes [Figure 5.26] a une signification importante. Le contenu en eau  $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}}$  (wt%) est estimé en utilisant la formule de *Le Losq et al.*

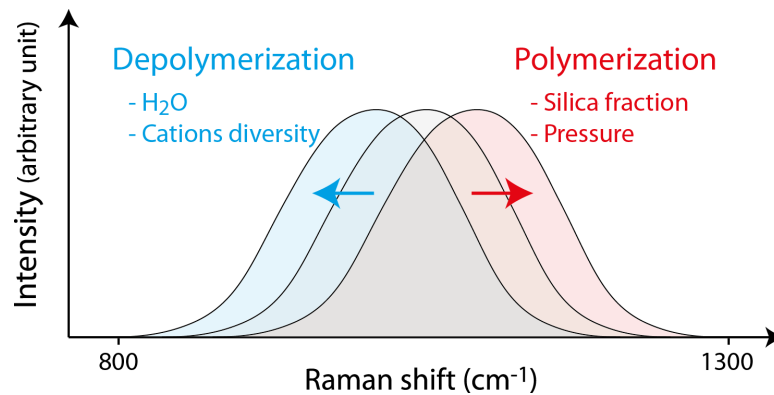


FIGURE 5.25 – Croquis représentant la variation du shift Raman en fonction de la composition et de la pression pour un verre d'aluminosilicate et précisant les principaux facteurs influençant la polymérisation du réseau de silice.

(2012) :

$$C_{\text{H}_2\text{O}} \text{ (wt\%)} = \frac{100 A R_{w/s}}{1 + A R_{w/s}}, \quad (5.3)$$

où  $A = 0.007609$  et  $R_{w/s}$  est une mesure des contributions relatives du verre et de l'eau dissoute au signal Raman.

Le contenu en eau est ici de 1 à 2 %, dont plus de la moitié est liée (Si-OH). Il y avait donc  $\approx 1$  % pds de  $\text{H}_2\text{O}$  dans la péridotite fondue lors du séisme.

### 5.3.2 Origine des poches amorphes

Lors du passage de la rupture sismique, la roche s'est fracturée à proximité des surfaces principales de glissement. Cette fracturation a affecté toutes les échelles. Les grains de la péridotite ont été fracturés et chauffés, si bien que dès la rupture passée les fractures se sont soudées par diffusion. De la matière amorphe a pourtant eu le temps d'être piégée en certains endroits de ce réseau de fractures. Cela suppose une viscosité extrêmement faible (*section 5.3.2.2*). D'autre part, la composition de ces injectites dépend de leur proximité avec les surfaces principales de glissement (*section 5.3.2.3*).

#### 5.3.2.1 Une fusion totale de la péridotite par échauffement frictionnel

Comme déjà observé sur le terrain (*Obata & Karato, 1995; Andersen & Austrheim, 2006; Ueda et al., 2008; Andersen et al., 2014*) et au laboratoire (*Di Toro et al., 2006; Del Gaudio et al., 2009; Spray, 1987, chapitre 3*), la roche est totalement fondue sur le passage de la rupture sismique. En conditions sèches, i.e.  $C_{\text{H}_2\text{O}} = 0$  %, ce qui est le cas dans les minéraux actuels de la péridotite de Balmuccia, e.g. hôtes des poches amorphes [Figure 5.26], et à pression atmosphérique, le point de fusion du diopside fondu est à 1400 °C, celui de l'enstatite à 1550 °C, celui de l'olivine à 1700 °C et celui du spinelle à 1850 °C (*Philpotts, 1964; Spray,*

### 5.3 Caractérisation des « injectites »

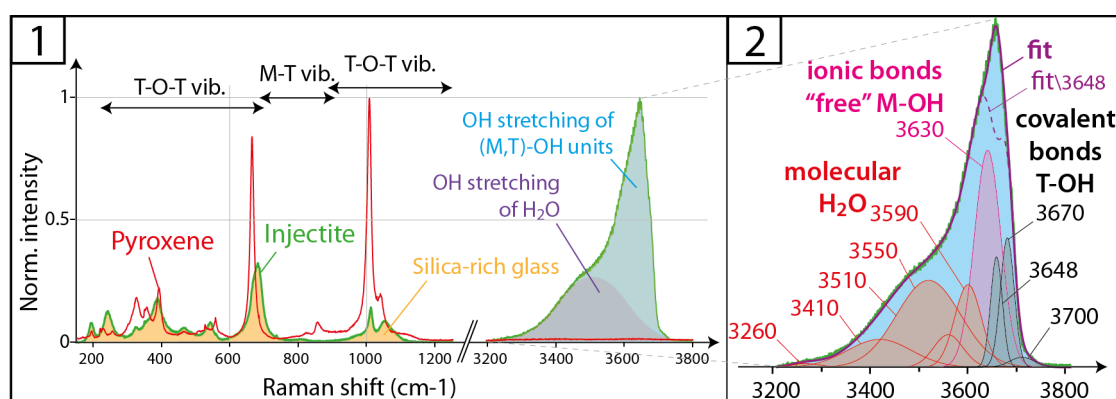


FIGURE 5.26 – **Observation de l'échantillon E3 par spectrométrie Raman.** 1 : Spectre Raman du matériel amorphe (« injectite », courbe verte) et du diopside hôte (courbe rouge). 2 : Le matériel silicaté amorphe (orange) contient 1,5 à 2 % pds de H<sub>2</sub>O (bleus), principalement structurellement liée au réseau moléculaire de ce verre. Les pics caractéristiques de la vibration des liaisons covalentes l'eau au squelette de silice sont repérés à de plus grandes longueurs d'ondes que celles de l'eau moléculaire (Le Losq *et al.*, 2012). L'eau ionique, dite « libre », correspond aux hydroxyles (M-OH) liés aux cations, notés M, e.g. Mg<sup>2+</sup>, Fe<sup>2+</sup>, Al<sup>3+</sup>, qui sont piégés par le réseau de silice mais sans liaison covalente. L'eau « libre » et l'eau liée n'est pas sous forme moléculaire, i.e. sa présence date du moment de la formation du verre. Longueur d'onde incidente 532,1 nm. Temps d'acquisition ≈ 2h.

1992). Pendant le glissement, le pic de température atteint lors de la fusion de la péridotite est en moyenne de 1800 °C, température suggérée par les expériences en « rotary-shear » (Del Gaudio *et al.*, 2009).

L'origine de l'eau détectée dans les poches amorphes est énigmatique. Il s'agissait soit d'eau supercritique interstitielle, soit de phases hydratées minoritaires, e.g. chlorites ou serpentines. Toujours est-il qu'il y a de l'eau et que cela a probablement eu une influence sur la dynamique du glissement sismique (*sections 5.3.2.2 et 5.5*).

#### 5.3.2.2 La viscosité du magma frictionnel

Concernant l'injectite illustrée précédemment [Figure 5.20], C<sub>H<sub>2</sub>O</sub> ≈ 1,6 % pds. Le verre provient de la trempe d'un liquide qui contenait ≈ 1 % pds. En considérant un pic de température entre 1600 et 1800 °C pendant le glissement, la viscosité  $\nu$  du liquide était < 10<sup>-1</sup> Pa s (Vetere *et al.*, 2006; Suzuki *et al.*, 2001). On supposera donc que la viscosité globale de la « gouge » (liquide silicaté + cristaux), i.e. du magma frictionnel, était au maximum ≈ 1 Pa s.

La viscosité des komatiites et péridotites liquide entre 1 et 3 GPa égale celle d'un diopside (Suzuki *et al.*, 2001; Liebske *et al.*, 2005), soit  $\nu \sim 10^{-1}$  Pa s (Taniguchi, 1992), alors que les liquides silicatés acides ont une viscosité  $\nu \approx 10$  Pa s (Vetere *et al.*, 2006). La komatiite est une roche ultrabasique et on peut faire l'hypothèse qu'un liquide d'une telle composition



a une viscosité comparable à celle d'une péridotite liquide. En sus, la présence de 1 % de  $H_2O$  diminue la viscosité des liquides silicatés d'un ordre de grandeur (Vetere et al., 2006). Ce paramètre  $\nu$  est central pour comprendre l'histoire du glissement (section 5.5).

### 5.3.2.3 Une composition variable

En annexe 1, une série d'analyses EDS résume la variabilité des compositions chimiques au sein de l'injectite pluricentimétrique et de la pyroxénite encaissante dans l'échantillon E3b.

Le taux de  $Mg^{2+}$  varie de manière très significative d'une poche amorphe à l'autre. À proximité de la faille principale leur composition est celle d'une péridotite, ce qui indique une fusion totale de la péridotite sur la surface de faille. En périphérie de l'injectite pluricentimétrique de l'échantillon E3b [Figure 5.8] les poches amorphes sont appauvries en  $Mg^{2+}$  et enrichies en  $Al^{3+}$ , tout comme sur la section polie E3a [Figure 5.27] à plus d'un centimètre de la surface de faille.

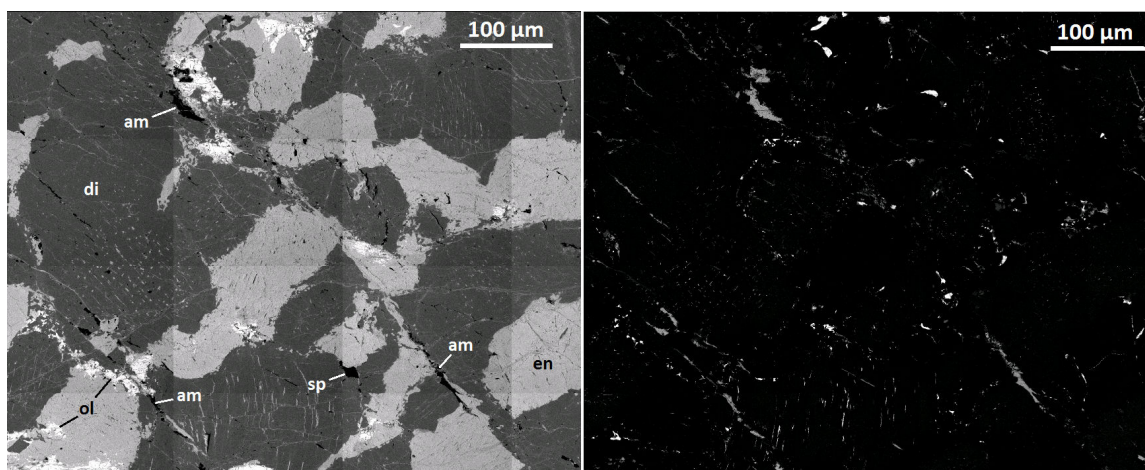


FIGURE 5.27 – Cartographie du magnésium (A) et de l'aluminium (B) au niveau de micro-failles soudées contenant des poches amorphes (am). Zone localisée en Figure 5.8d.

D'autre part, en périphérie de cette injectite, et généralement à plus de 1 ou 2 cm de la surface principale de faille, le verre comporte 1 à 2 % de  $Na^+$ , qui à l'origine est présent dans les clinopyroxènes à l'état de traces (0,1 à 0,8 %). Ces dernières montrent le même signal Raman que le plagioclase extraterrestre choqué par un impact météoritique (Freeman et al., 2008). Ces poches ont en fait une composition proche d'une bytownite  $Ca_{0,7}Na_{0,3}AlSi_3O_8$ .

Enfin, il faut noter que les cristaux de pyroxène composant l'injectite pluricentimétrique ne contiennent, eux, pas de sodium et bien moins d'aluminium que ceux de la péridotite encaissante. Il en est de même pour les cristaux composant les ultramylonites précédemment décrites. En d'autres termes, dans ces conditions de  $P-T$ , le liquide résiduel en bout

### 5.3 Caractérisation des « injectites »

---

d'injetite est enrichi en  $\text{Na}^+$ , et probablement en  $\text{H}_2\text{O}$ .

Le scénario le plus vraisemblable, parce que le plus simple, est d'envisager une cristallisation fractionnée pendant la migration du magma frictionnel dans le réseau de fractures au moment du glissement. Les cations  $\text{Mg}^{2+}$  et  $\text{Fe}^{2+}$  sont largement captés par la cristallisation des micro-grains, alors que les cations  $\text{Al}^{3+}$  et  $\text{Na}^{2+}$  restent dans le liquide et finissent dans les poches amorphes en bout de parcours.

Donc, comme le suggèrent les analyses chimiques de l'injetite de l'échantillon E3b (**annexe 1**), le liquide silicaté a progressivement cristallisé pendant sa migration à l'intérieur du réseau de fentes en tension à toutes les échelles. Ce liquide provient de la fusion totale de la roche encaissante et son refroidissement mène à la formation d'un verre dans les fractures micrométriques. Lorsque ces fractures sont scellées, le verre est préservé.

Il est possible d'observer dans ces poches amorphes, e.g échantillon E3b [Figure 5.28], une texture vitrophyrique, i.e. une nucléation de nano-cristaux au sein des poches amorphes. Pour l'exemple [Figure 5.28], j'ai choisi un endroit où l'on voit des nanospinelles (alumineux) cristalliser autour de petits grains de pyroxène, qui sont probablement des clastes du pyroxène hôte. Cela constitue une preuve supplémentaire que la pression était supérieure à 1,1 GPa lors de la trempe du verre.

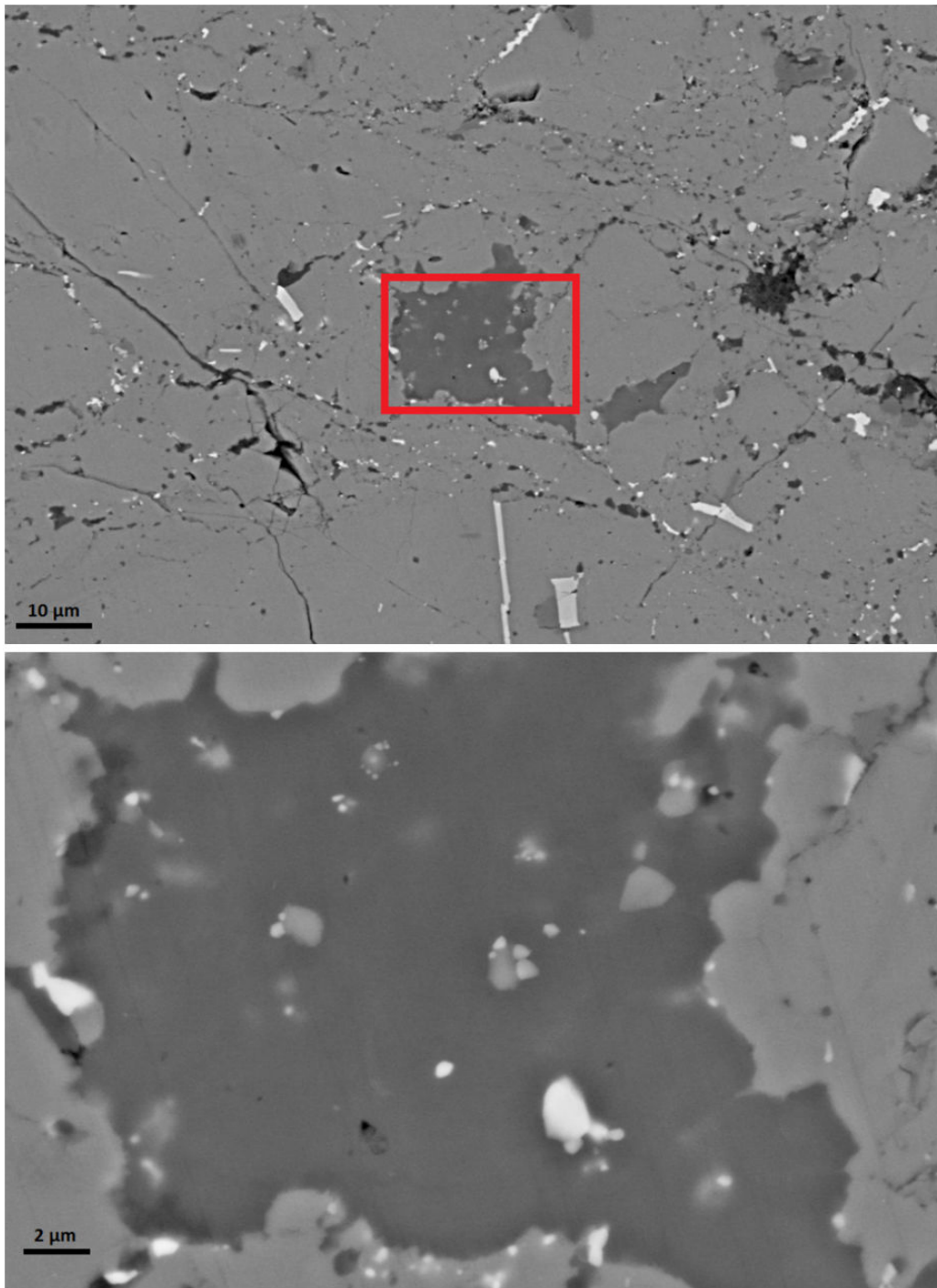


FIGURE 5.28 – Poche amorphe (gris sombre) dans un cristal de diopside (gris clair) de la péridotite, montrant une texture vitrophyrique. Des nanospinelles (blanc) sont répartis autour de pyroxènes sub-micrométriques (gris clair). Échantillon E3b.

### 5.3.3 Altération ou préservation de l'amorphe

Le verre naturel observé dans les fractures cicatrisées des grains de diopside (*section 5.2.2.2*) est généralement détruit par la combinaison du métamorphisme rétrograde, de processus de déformation éventuels et de l'altération chimique associée aux circulations de fluides [Figure 5.29]. On assiste ainsi la plupart du temps à un « faux témoignage » suite à l'action de ces processus et de l'altération de surface, qui, en quelque sorte, dissimulent les indices de fusion en détruisant l'enregistrement de la PST (*Kirkpatrick & Rowe, 2013*).

Aussi, dans le réseau d'ultramylonites, on peut imaginer que du matériel amorphe a été formé lors du séisme, i.e. que tout le liquide silicaté n'a pas cristallisé et n'a pas été injecté dans la roche encaissante. Mais ce réseau connecté de microfailles à grains fins est par essence un chemin privilégié pour les fluides chargés en ions, ce qui explique peut-être pourquoi à aucun moment on n'observe de matériel amorphe à ce niveau.

Lorsque une poche amorphe est affectée par une fracture tardive associée à une circulation de fluide limitée, mise en évidence par la présence de minéraux hydratés, on peut observer un « arrêt sur image » de la destruction du verre [Figure 5.30]. On observe alors des symplectites sur le contour de l'injectite [Figure 5.30], ce qui signifie que deux espèces minérales commencent à cristalliser au même endroit et au même moment au cours d'une transformation solide-solide. Ces symplectites sont également sans sodium [Figure 5.31] et se composent d'olivine, de spinelle et de pyroxènes s'entortillant les uns autour des autres. Cela signifie que les symplectites proviennent de la réaction métamorphique entre le verre (« bytownite » amorphe) et le clinopyroxène hôte, à une pression dépassant 1,1 GPa. La présence de talc, de serpentine, de pyrite et de dolomie à proximité de cette poche amorphe [Figure 5.30] et l'absence de symplectites autour d'autres poches amorphes isolées [Figure 5.28] suggèrent que ces réactions sont métasomatiques.

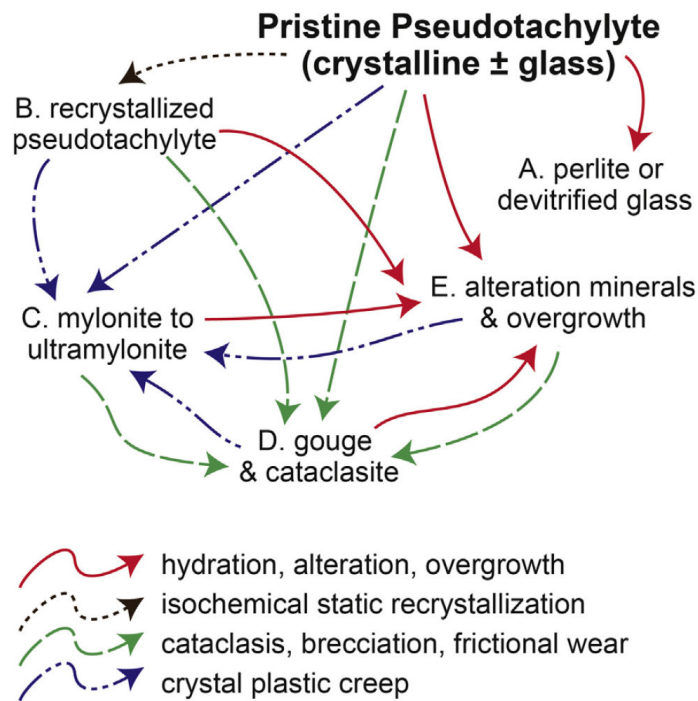


FIGURE 5.29 – Logigramme conceptuel des évolutions pouvant mener à la destruction de l’enregistrement d’une pseudotachylite dans une roche. Une simple hydratation peut mener à la formation d’un matériau dévitrifié, pouvant néanmoins être identifié comme anciennement vitreux (A). Une recrystallisation statique isochimique peut détruire les microstructures diagnostiques tout en gardant une géométrie macroscopique suggestive, mais en empêchant de conclure quant à leur nature originelle (B). La déformation plastique à l’échelle cristalline (C) peut augmenter la taille de grains et recrystalliser les microstructures ainsi que la géométrie des veines (*Price et al., 2012*). Le fluage cataclastique (D) peut détruire les structures macroscopiques des pseudotachylites tout en préservant des microstructures diagnostiques observables à l’intérieur des fragments de pseudotachylite. L’altération et la sur-croissance peuvent préserver la géométrie globale des veines en dissimulant les microstructures primordiales (E). Les pseudotachylites sujettes à plusieurs phases de déformation ou de recrystallisation deviennent de plus en plus difficiles à identifier. Figure issue de *Kirkpatrick & Rowe (2013)*.

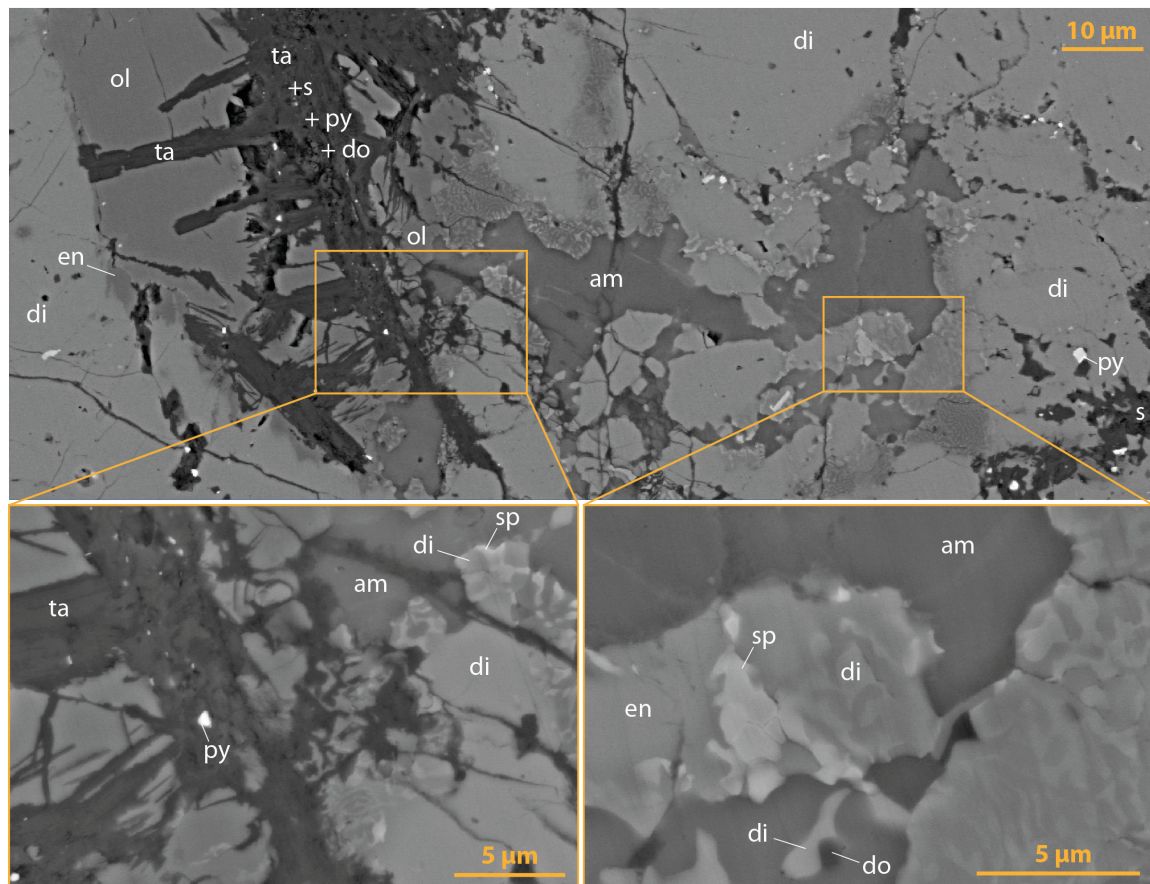


FIGURE 5.30 – Poche amorphe dans un cristal de diopside jouxtant un grain d’olivine partiellement altéré, montrant des symplectites spinelle-diopside et spinelle-enstatite autour de l’injectite. Échantillon E3b. Légende : am = amorphe ; di = diopside ; en = enstatite ; do = dolomite ; ol = olivine ; py = pyrite ; s = serpentine ; ta = talc.

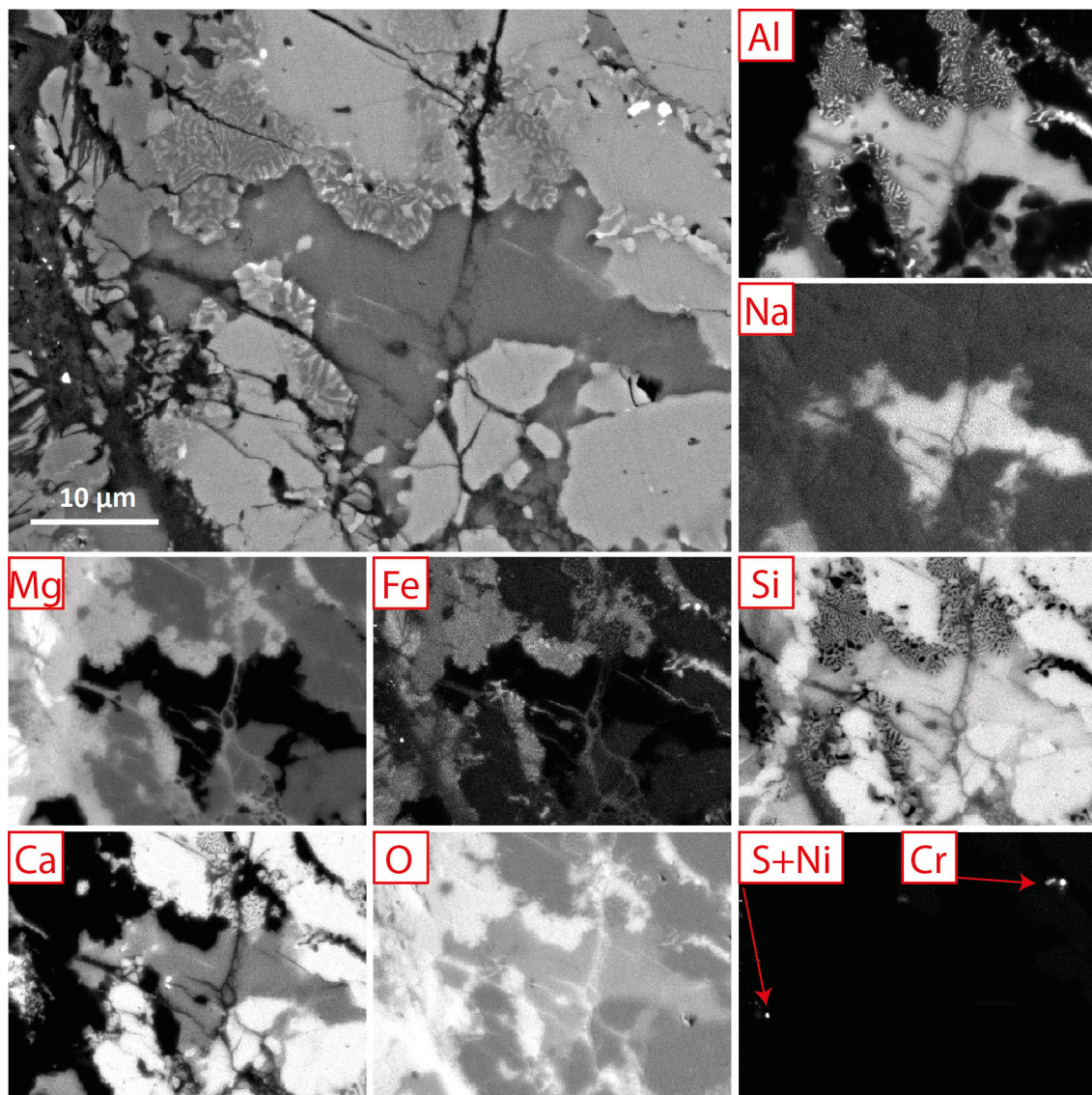


FIGURE 5.31 – Cartes élémentaires dans l'injection à symplectites.

### 5.4 Bilan énergétique

L'énergie totale  $E_T$  libérée par le séisme peut s'exprimer ainsi :

$$E_T = E_R + E_G + E_H , \quad (5.4)$$

avec  $E_R$  l'énergie rayonnée sous forme d'ondes sismiques,  $E_G$  l'énergie dissipée par fracturation et  $E_H$  l'énergie dissipée sous forme de chaleur.

L'approche paléosismologique permet d'estimer  $E_T$ ,  $E_G$  et  $E_H$ , et ainsi d'en déduire une estimation de  $E_R$  et du rendement sismique  $E_R/E_T$  (*section 1.3.4*).

#### 5.4.1 Estimation de l'énergie dissipée par fusion

Les observations aux échelles micrométrique, millimétrique et centimétrique, indiquent que la composition moyenne du magma frictionnel est celle de la roche encaissante, i.e. la péridotite de Balmuccia. Cela suppose une fusion totale des aspérités de la surface de faille.

L'énergie surfacique  $Q_f$  ( $\text{MJ m}^{-2}$ ) consommée par la fusion sur la faille peut être calculée en fonction de l'épaisseur  $w$  de roche fondue par échauffement frictionnel (*Di Toro et al.*, 2006), comme suit :

$$Q_f = \rho [H + C_p \Delta T] w , \quad (5.5)$$

où  $H = 0,3 \text{ MJ K}^{-1}$  est la chaleur latente de fusion,  $\rho = 3300 \text{ kg m}^{-3}$  est la masse volumique,  $C_p = 1 \text{ kJ kg}^{-3} \text{ K}^{-1}$  est la capacité thermique et  $\Delta T = 1000\text{-}1200 \text{ K}$  est l'écart entre  $T_{\text{encaissant}}$  et  $T_{\text{fusion}}$ . Le Tableau 5.1 donne une idée de la variation de  $Q_f$  en fonction de  $w$ . Cette épaisseur  $w$  n'est pas l'épaisseur observable de la pseudotachylite, mais l'épaisseur de la couche de liquide lubrifiant le glissement, i.e. avant injection.

L'injectite plurimétrique [Figures 5.5 et 5.7] a un volume de  $\sim 15 \text{ m}^3$ . Elle est majoritairement composée de clastes [Figure 5.11]. On estime à 90 % le volume de clastes et à 10 % le volume de liquide injecté, d'après l'observation sur le terrain [Figure 5.11], ce qui est cohérent avec les observations réalisées dans la péridotite de Lanzo (*Piccardo et al.*, 2010). Je considère que les injectites et les gouges résiduelles du réseau connecté à proximité de la faille principale avaient, avant altération, la composition de la péridotite de Balmuccia. L'énergie nécessaire à la fusion de  $V_{\text{inj}} = 1,5 \text{ m}^3$  de péridotite est :

$$Q_{\text{inj}} = \rho [H + C_p \Delta T] V_{\text{inj}} = 6,7 \text{ GJ} , \quad (5.6)$$

Cette énergie  $Q_{\text{inj}}$  correspond à une petite partie de  $E_H$ , i.e. énergie dissipée par fusion sur la totalité de la surface  $S$  de la faille, que l'on ne peut pas observer directement. Ce volume  $V_{\text{inj}}$  contient le produit de fusion correspondant à une portion de surface  $\Delta S$ , qui



TABLE 5.1 – Énergie dissipée par fusion et résistance frictionnelle lors du glissement en fonction de l'épaisseur de fonte. Valeurs de l'énergie dissipée par fusion  $Q_f$ , de la résistance frictionnelle  $\bar{f} = \tau/P_c$ , de l'aire de drainage  $\Delta S$  et de la durée de drainage  $t_{\Delta S}$  en fonction de l'épaisseur de fonte  $w$ . L'aire  $\Delta S$  est la surface de faille sur laquelle le liquide silicaté est drainé par l'ouverture de la fente en tension. La durée  $t_{\Delta S}$  est calculé pour un coefficient de friction dynamique  $f_d = 10^{-3}$  (voir *section 5.5*).

$w$ (mm)	$Q_f$ (MJ m <sup>-2</sup> )	$\tau$ (MPa)	$\bar{f}$	$\Delta S$ (m <sup>2</sup> )	$t_{\Delta S}$ (s)
1	5	5	$5 \times 10^{-3}$	1500	$\sim 10$
10	50	50	$5 \times 10^{-2}$	150	$\sim 1$
100	500	500	$5 \times 10^{-1}$	15	$\sim 0,1$

correspond en fait à une aire de drainage. On peut donc écrire :

$$\Delta S = \frac{Q_{inj}}{Q_f} , \quad (5.7)$$

Avec  $w = 1$  cm, on a  $Q_f = 5 \times 10^7$  J m<sup>-2</sup> et donc  $\Delta S = 150$  m<sup>2</sup>. Pour savoir si cette valeur (ou une autre, voir *Tableau 5.1*) est réaliste, il faut connaître la viscosité  $\nu$  du fluide silicaté *section 5.5*.

#### 5.4.2 Estimation de l'énergie dissipée par fracturation

Lors de la rupture à  $\sim 5$  km s<sup>-1</sup> (*section 1.2.4*) et durant le glissement que celle-ci occasionne, une partie de l'énergie est libérée par fracturation  $E_G$ . On peut définir une énergie surfacique  $G$ , qui est proportionnelle au rapport de surface  $R$  entre la surface apparente et la surface réelle de la fracture, estimée à  $6 \times 10^4$  en *section 5.2.2.2*, telle que :

$$G = \gamma \times R \sim 3 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} , \quad (5.8)$$

avec  $\gamma = 0,5$  J m<sup>-2</sup> l'énergie de surface pour l'olivine entre 500 et 800 °C (e.g. *Darot et al.*, 1985).

Cette valeur de  $G$ , même majorée, reste négligeable face à  $Q_f$ , i.e.  $E_G$  est négligeable face à  $E_H$ , ce qui est cohérent avec de précédentes observations de terrain (e.g. *Pittarello et al.*, 2008).

Cela dit, il est évident que le terme  $E_G$  ne renseigne pas sur la totalité de la fracturation, une partie étant en fait incluse dans le terme  $E_H$ , étant donné que la fusion est nécessairement précédée d'une fracturation. La séparation de ces deux termes n'a donc « physiquement » pas grand sens.

## 5.4 Bilan énergétique

---

Il est possible d'estimer l'énergie de fracture  $G$  en fonction du glissement  $D$  sur la faille (Abercrombie & Rice, 2005). Pour les séismes intermédiaires, cette relation est (Prieto *et al.*, 2013) :

$$\log G = 1,85 \log D + 8 \quad (5.9)$$

Pour  $D = 1$  m, l'énergie de fracture surfacique  $G$  serait donc de  $\sim 10^8$  J m<sup>-2</sup>, ce dépasse l'estimation donnée en **section 5.4.1**. Dans la mesure où la valeur de  $E_H$  est inconnue, l'estimation de  $E_G$  est faite en considérant que  $E_H = 0$ . Passelègue *et al.* (2016) ont récemment montré qu'en fait, la mesure faite de  $E_G$  par les sismologues, parce qu'elle correspond à une mesure de l'affaiblissement frictionnel, et puisque ce dernier est essentiellement thermique (Di Toro *et al.*, 2011), correspond en fait à une mesure de  $E_H$  plutôt qu'à une mesure d'énergie de fracturation à proprement parler. Ce faux paradoxe met en lumière l'importance de la compréhension de la mise en place des PSTs sur l'établissement du bilan énergétique des tremblements de terre.

### 5.4.3 Saut de contrainte, efficacité sismique et épaisseur de fonte

#### 5.4.3.1 Saut de contrainte sismologique

Au vu de la quantité de glissement observée ( $\sim 1,5$  m), il est raisonnable de penser que la magnitude de ce tremblement de terre fossile se situe entre  $6 < M_w < 7$ .

À partir de la formule de la magnitude de moment  $M_w = 2/3 \log M_0 - 6,07$  et de l'expression du moment sismique ( $M_0 = \mu D S$ ), on peut aisément calculer le saut de contrainte sismologique  $\Delta\tau_{\text{sismo}} = C \mu D/L$  (Kanamori, 1977), soit :

- $\Delta\tau (M_w 6) \sim 37$  MPa ;
- $\Delta\tau (M_w 7) \sim 7$  MPa.

Ces valeurs s'accordent avec les compilations récentes (e.g. Prieto *et al.*, 2013; Kanamori & Brodsky, 2004).

#### 5.4.3.2 Énergie mécanique totale par unité de surface

L'énergie mécanique totale  $E_T$  pendant le glissement est donnée par :

$$E_T = \bar{\tau} D S , \quad (5.10)$$

où  $\bar{\tau}$  est la valeur moyenne de la contrainte cisailante pendant toute la durée du glissement **section 1.3.4**).

D'où :

$$E_{\text{tot}} = \bar{\tau} D , \quad (5.11)$$

l'énergie totale par unité de surface.

### 5.4.3.3 Efficacité sismique et épaisseur fondue

En négligeant l'énergie de surface, on peut définir l'efficacité sismique :

$$\eta = 1 - \frac{Q_f}{E_{\text{tot}}} , \quad (5.12)$$

qui est une mesure de la fraction de l'énergie mécanique disponible pour être rayonnée sous forme d'ondes sismiques.

Comme vu précédemment, la chaleur dissipée sur la surface s'écrit

$$Q_f = \rho [C_p \Delta T + H] w , \quad (5.13)$$

ce qui permet d'écrire :

$$\bar{\tau} = \frac{\rho [C_p \Delta T + H] w}{(1 - \eta) D} , \quad (5.14)$$

et de tracer l'évolution de  $\bar{\tau}$  en fonction de  $w$  et  $\eta$  [Figure 5.32].

## 5.4.4 Estimation des contraintes cisailantes 'steady-state' et moyenne

### 5.4.4.1 Contrainte en régime stationnaire ou 'steady-state'

La contrainte minimale peut être extrapolée directement grâce au modèle de *Nielsen et al.* (2008) qui prédit que :

$$\tau_{\text{min}} \sim \sigma_n^{1/4} , \quad (5.15)$$

ce qui, avec  $\sigma_n \sim 1$  GPa, donne  $\tau_{\text{min}} \sim 5$  MPa.

Du fait de la dépendance en puissance 1/4, la contrainte cisailante en régime stationnaire  $\tau_{\text{ss}}$ , i.e. minimale, varie peu avec la contrainte normale, et par exemple  $\tau_{\text{min}} \sim 3$  MPa si  $\sigma_n = 100$  MPa seulement, et  $\tau_{\text{min}} \sim 7$  MPa si  $\sigma_n = 2$  GPa. Cette valeur de  $\tau_{\text{min}} \sim 5$  MPa peut donc être considéré comme une estimation relativement robuste.

L'estimation de la viscosité  $\nu$  permet le calcul indépendant de la contrainte minimale. En effet, en faisant l'hypothèse d'un fluide Newtonien, on peut écrire :

$$\tau_{\text{ss}} = \nu \dot{\epsilon} . \quad (5.16)$$

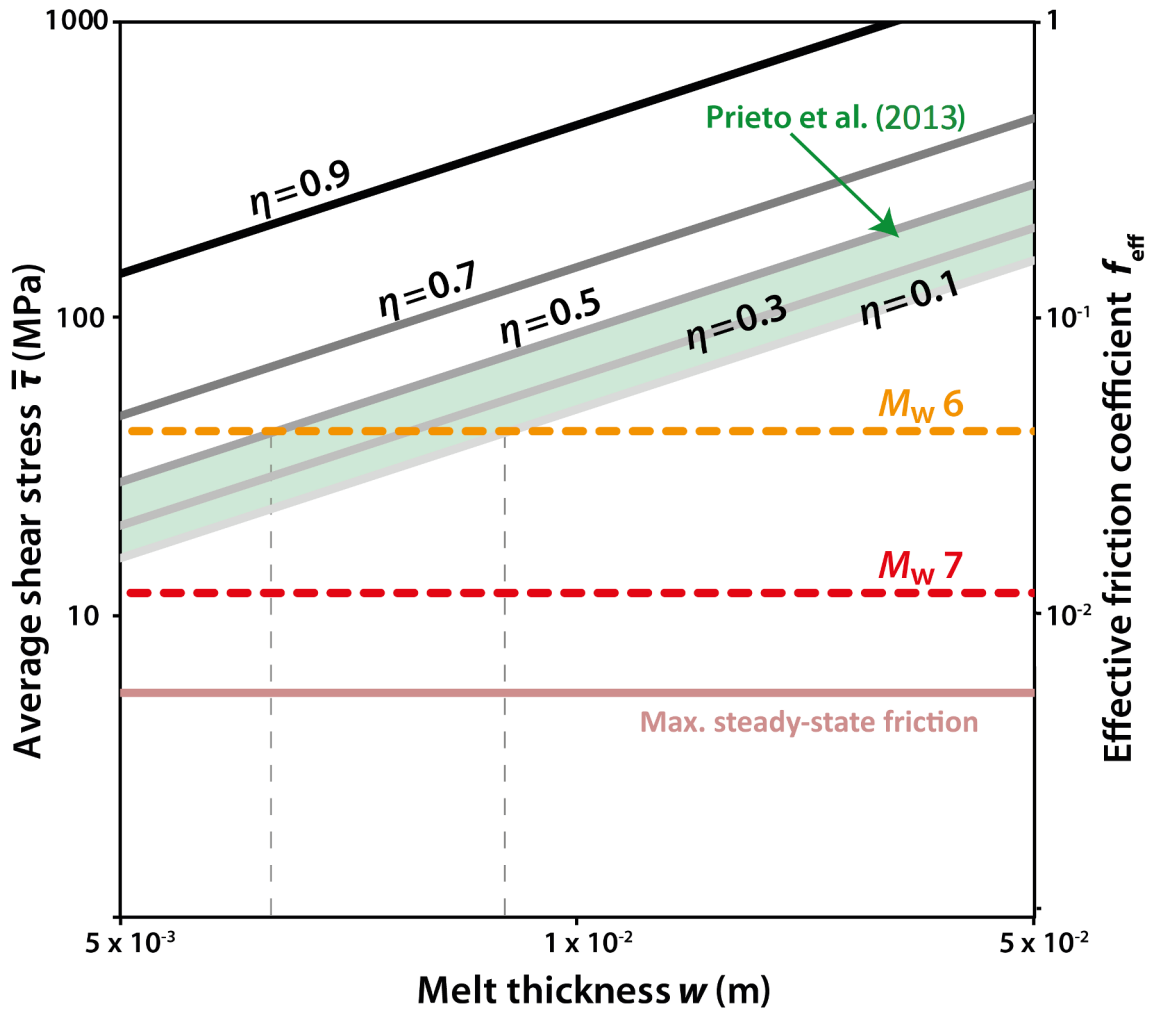


FIGURE 5.32 – Résistance moyenne au cisaillement  $\bar{\tau}$  et friction effective  $f_{\text{eff}}$  en fonction de l'épaisseur fondue  $w$ , montrant que la magnitude du séisme est  $6 < M_w < 6.5$  pour une efficacité sismique  $0,1 < \eta < 0,5$ .

En supposant une épaisseur de faille de  $w = 10^{-3}$  m et une vitesse de glissement  $u$  de l'ordre du  $\text{m s}^{-1}$  (vitesse moyenne de glissement typique pour un séisme), on obtient :

$$\dot{\epsilon} = \frac{u}{w} = 10^3, \quad (5.17)$$

et avec  $\nu = 1 \text{ Pa s}$ , on obtient une contrainte cisailante visqueuse  $\tau_{\text{ss}} \sim 1 \text{ MPa}$  seulement. Ce paradoxe peut être résolu en extrapolant les résultats numériques de *Platt et al.* (2014) et en supposant que tout le glissement se localise à l'intérieur du liquide silicaté. Tout se serait alors passé comme si le glissement s'était effectué sur une épaisseur inférieure au micron et à une vitesse supérieure à  $10 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui correspond à  $\tau \sim 10 \text{ MPa}$ . Ces observations ne semblent donc conciliables que si l'on admet une ultralocalisation, à l'intérieur même du liquide silicaté, pendant le glissement. Une rhéologie fortement non-newtonnienne est

aussi envisageable à ces conditions P,T.

On peut maintenant coupler les observations précédentes avec les estimations des  $\Delta\tau_{\text{sismo}}$  pour calculer une contrainte moyenne  $\bar{\tau}$  « maximale » pendant la durée du glissement. On peut écrire :

$$\bar{\tau}_{\text{max}} = \tau_{\text{min}} + \Delta\tau_{\text{sismo}} , \quad (5.18)$$

où  $\bar{\tau}_{\text{max}}$  correspond à la contrainte moyenne maximale raisonnable. Ces valeurs de  $\bar{\tau}$  et de  $\tau_{\text{min}}$  sont représentées sur la Figure 5.32.

La contrainte cisailante minimale  $\tau_{\text{min}}$  du modèle de *Nielsen et al.* (2008) ne semble pas pouvoir expliquer les observations de terrain ( $w > 5$  mm). De même, pour la contrainte supposée d'un tremblement de terre de  $M_w$  7, et ce même pour une efficacité sismique  $\eta$  très faible ( $\sim 0,1$ ) il n'y a pas assez d'énergie mécanique produite pour fondre une épaisseur de 5 mm de faille. En revanche, pour un  $M_w$  6, on voit que la contrainte sismologique est compatible avec l'épaisseur minimale de fonte observée (5 mm), et ce même pour une efficacité sismique  $\eta$  relativement faible ( $0,3 < \eta < 0,7$ ), comparable à celles typiquement inversées pour les séismes intermédiaires et profonds (*Kanamori & Brodsky, 2004; Prieto et al., 2013*). Enfin, notons qu'une friction effective de l'ordre de 3 ou  $4 \times 10^{-2}$ , i.e. moyennée sur tout le glissement, suffit à expliciter nos observations.

## 5.5 Histoire du glissement

Je propose ici de rassembler le puzzle des observations et du bilan énergétique [Figure 5.15] afin de raconter l'histoire du glissement sur la faille à partir du segment présenté en Figure 5.8. Les observations EBSD (*section 5.2.4*) [Figure 5.16], le bilan énergétique (*section 5.4*) et l'orientation des injectites [Figures 5.5 et 5.6] vont dans le sens d'un glissement dextre ( $1,5 < D < 2$  m) de direction oblique ( $40^\circ$  par rapport à la verticale).

Ce scénario compatible avec le bilan énergétique (*section 5.4*) est également compatible avec l'orientation des injectites si l'on considère que la direction du glissement est sub-parallèle à la direction de propagation de la rupture.

On a donc une bonne idée du point de départ de l'histoire [Figure 5.15], mais il reste à comprendre comment et en combien de temps le glissement s'est opéré.

### 5.5.1 Viscosité, cisaillement du liquide silicaté et friction dynamique

La viscosité  $\nu$  du liquide silicaté est  $< 10^{-1}$  Pa s. Il est donc raisonnable de considérer que la viscosité du magma frictionnel (cristaux + liquide) est  $< 1$  Pa s (*section 5.3.2.2*).

Sur la base des calculs précédents, la résistance dynamique au cisaillement  $\tau_f = Q_f/D$  est  $\approx 100$  MPa et le coefficient de friction moyen  $\bar{f}$  est  $\approx 10^{-1}$ .

D'autre part, le coefficient de friction dynamique  $f_d$  est défini par :

$$f_d = \frac{\nu \dot{\epsilon}}{\sigma_n} , \quad (5.19)$$

avec  $\dot{\epsilon}$  la vitesse de déformation de la zone fondue pendant le mouvement relatif des deux demi-espaces. Ainsi,  $f_d \leq 10^{-3}$  si  $\dot{\epsilon} = 10^6 \text{ s}^{-1}$ , ce qui signifierait que la totalité du glissement a eu lieu sur une épaisseur de seulement 1 micron et que la faille était entièrement lubrifiée. Cette valeur de  $\dot{\epsilon}$  est une borne supérieure, de même que la  $\nu$ , cette faible valeur de  $f_d$  est donc une estimation maximale [Figure 5.33].

### 5.5.2 Viscosité et vitesse de Poiseuille

L'absence d'injectites côté rivière suggère que le bloc sud a subi une compression pendant que le bloc nord, à injectites, était en dilatation. Cela signifierait que la rupture est venue du haut, i.e. le bloc sud a glissé dans le sens de la propagation de la rupture. La géométrie planaire de l'injectite plurimétrique suggère fortement qu'il s'agit d'une fente en tension, perpendiculaire à  $\sigma_3$ , ouverte au moment du passage du front de rupture.

Pour savoir comment le magma a voyagé depuis la zone de fusion, i.e. depuis le plan de faille, jusqu'à  $\sim 15$  m à l'intérieur de la roche [Figure 5.34], on commence par calculer le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho u w_{inj}}{\nu} , \quad (5.20)$$

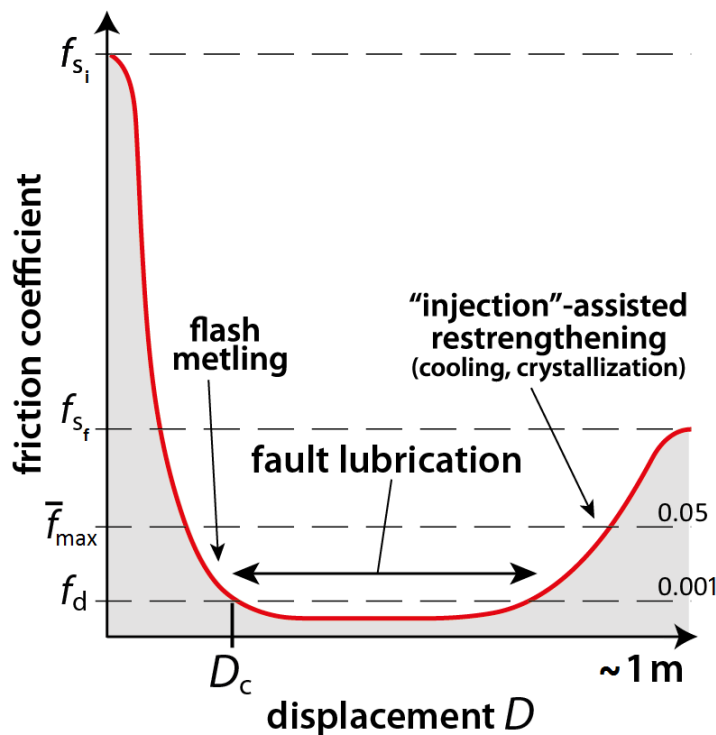


FIGURE 5.33 – Évolution du coefficient de friction au cours du tremblement de terre. Le coefficient de friction dynamique  $f_d$  est défini tel que  $\tau_{ss} = f_d \sigma_n$ . Le majorant du coefficient de friction moyen  $\bar{f}_{max}$  est défini tel que  $\bar{\tau}_{max} = \bar{f}_{max} \sigma_n$ . La valeur du coefficient de friction statique  $f_s$  est plus faible après la formation de la faille (*section 1.4.2*).

où  $u$  la vitesse de glissement,  $w_{inj} \sim 10$  cm l'ouverture de la fente en tension. En considérant que  $u \sim 1-10$  m s<sup>-1</sup>, alors  $Re \sim 10$ , ce qui signifie que l'écoulement est laminaire et que l'équation de Poiseuille est applicable :

$$v_{max} = \frac{w_{inj}^2 \Delta P}{8 \nu \Delta x} \quad (5.21)$$

en supposant  $\Delta P \sim 100$  MPa,  $\Delta x \approx 15$  m (longueur de pénétration de la fente en tension dans la roche encaissante).

La vitesse de Poiseuille maximale est alors  $v_{max} \sim 2-10$  m s<sup>-1</sup>. Cela signifie que la vitesse maximale de Poiseuille peut localement dépasser la vitesse de glissement. La dépression transitoire dans les fentes en tension pourrait donc entraîner l'aspiration du magma frictionnel, ce qui provoquerait son refroidissement et sa solidification. L'injection de magma provoquerait aussi une augmentation de la vitesse de déformation dans la faille, par amincissement, ce qui participe peut-être au durcissement en fin de glissement.

Enfin, notons qu'avec une vitesse de Poiseuille de 10 m s<sup>-1</sup>, il est possible de drainer environ 100 m<sup>2</sup> de surface de faille en l'espace d'une seconde, c'est-à-dire dans un temps

## 5.5 Histoire du glissement

---

comparable à celui du glissement et de la production de magma. En reprenant le calcul du tableau 5.1, on retrouve bien une estimation pour l'épaisseur de fonte de  $5 \text{ mm} < w < 1 \text{ cm}$ , qui est compatible avec nos estimations du précédent paragraphe.

L'orientation préférentielle de l'axe [100] de l'olivine, parallèle au glissement, pourrait tirer son origine de la minimisation de l'énergie de cristallisation pendant la fin du refroidissement. En *section 5.2.4* est évoqué le glissement « post-sismique », ce qui est une notion relativement vague. Il pourrait s'agir d'une déformation sur quelques secondes, quelques heures ou quelques jours (*section 5.5.4*). En tout cas, la lubrification totale et transitoire du plan de faille (*Di Toro et al.*, 2011) et la contrainte normale importante ( $> 1 \text{ GPa}$ ) sont cohérentes avec l'activation du système de glissement (010)[100] pendant la cristallisation et le ralentissement du glissement associé.

### 5.5.3 Déformation pré-sismique et emballement thermique

La surface principale de la PST montre localement du matériel mylonitique coupé par les injectites (bleu sombre sur l'échantillon E3a)[Figure 5.8], ce qui prouve qu'il y a eu une déformation pré-sismique. On peut imaginer que cette localisation du cisaillement soit associée à un processus d'emballement thermique (*Kelemen & Hirth*, 2007; *John et al.*, 2009; *Deseta et al.*, 2014a) précédant l'accélération du glissement par fusion, i.e. la génération de la PST. La température de  $800 \text{ °C}$  (*Ueda et al.*, 2008) associée à cette déformation pourrait être  $100\text{-}200 \text{ °C}$  plus élevée que la température ambiante de la péridotite à cette époque.

### 5.5.4 Déformation post-sismique et exhumation du Massif de Balmuccia

On pourrait imaginer qu'un glissement post-sismique a été enregistré dans la PST, qui est mylonitisée, tout comme la terminaison en « cheveux » de l'échantillon E1 [Figure 5.10]. Cependant, cette mylonitisation, limitée, semble avoir eu lieu sur toutes les branches des terminaisons, ce qui suggère qu'il s'agit uniquement de la déformation associée à la fin du glissement pendant le refroidissement des micrograins néoformés. D'autre part, le réseau d'ultramylonites, lui, n'est pas re-mylonitisé et semble figé dans cet état depuis le séisme.

De la dolomite, des serpentines, des sulfures et des amphiboles sont présents, mais uniquement dans la zone de glissement principale ( $\sim 5 \text{ mm}$  d'épaisseur) et dans des fractures tardives associées à une déformation limitée et une altération localisée pendant l'exhumation du Massif de Balmuccia. En sus, l'apatite est abondante dans l'injectite plurimétrique (échantillon E2) [Figure 5.11]. Cette injectite très altérée a constitué un plan de fragilité pendant la collision alpine. On peut imaginer qu'une population d'injectites de ce type ait constitué un réseau permettant, par coalescence, la remontée de segments de PST quasiment non-déformés. Ces observations vont dans le sens de récentes publications mettant en évidence la haute résistance mécanique des failles soudées par des PST (*Mitchell et al.*, 2016; *Proctor & Lockner*, 2016).



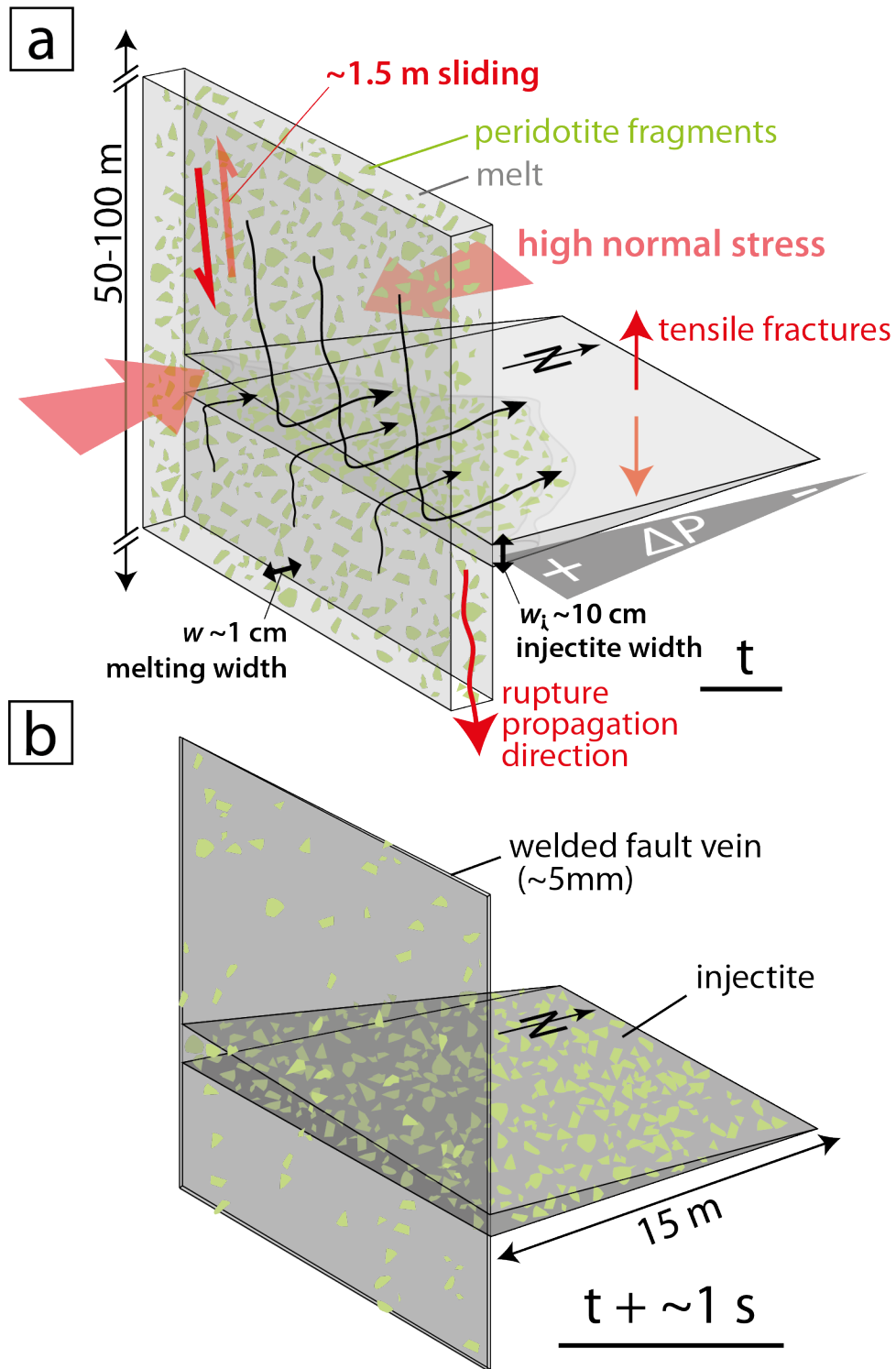


FIGURE 5.34 – Diagramme questionnant le lien entre la faille et les « injectites ». a : géométrie au moment du glissement. b : géométrie après injection, i.e. géométrie actuelle. Je considère que la PST a gardé la géométrie qu'elle a prise dans les 10 secondes suivant le passage du front de rupture.

## 5.6 Discussion

### 5.6.1 Une seule origine pour les PSTs et les ultramylonites ?

Les ultramylonites de haute température se sont formées dans une lherzolite à spinelle, à  $\sim 800$  °C (Ueda *et al.*, 2008), mais ces structures ne disent pas grand chose de leur formation. La mylonitisation peut être un processus de long terme dû à une localisation de la déformation dans un volume de roche (Trouw *et al.*, 2009), mais aussi à des processus se produisant rapidement après la cristallisation d'un magma frictionnel à haute pression et températures variables, i.e. « creep » post-sismique. Cette mylonitisation, ainsi qu'une diversité d'autres processus d'altération est d'ailleurs capable d'effacer la pseudotachylite (Kirkpatrick & Rowe, 2013).

En outre, des PSTs expérimentales peuvent se former dans des gouges mylonitiques soumises à des vitesses de déformation 8 ordres de grandeur plus faibles que ceux à l'origine des séismes (Pec *et al.*, 2012), questionnant la signification-même des pseudotachylites. Ici, néanmoins, les injectites micrométriques à plurimétriques montrent, ainsi que les calculs réalisés (*sections 5.4 et 5.5*), que cette PST est la trace fossilisée d'un séisme.

### 5.6.2 Lubrification des failles par fusion : mode de déformation au haut du manteau lithosphérique ?

Des observations sismologiques et des calculs de bilans d'énergie (Kanamori *et al.*, 1998; Bouchon & Ihmlé, 1999) ont permis de suggérer la lubrification du plan de la surface de faille par fusion pendant le grand séisme profond de 1994 en Bolivie, de magnitude  $M_w$  8.2). Comme le suggèrent les expériences en « rotary shear » (Di Toro *et al.*, 2006; Hirose & Shimamoto, 2005a,b; Del Gaudio *et al.*, 2009), la théorie (Kelemen & Hirth, 2007; John *et al.*, 2009) et les observations de terrain (Andersen & Austrheim, 2006; Deseta *et al.*, 2014a,b), la génération de PSTs pourrait être définie comme un style de déformation à part entière dans la péridotite du manteau supérieur et de la croûte inférieure si le champ de contraintes est suffisamment perturbé (**chapitre 3**).

### 5.6.3 Quel(s) rôle(s) pour l'eau ?

Les paramètres contrôlant la localisation de la déformation et les processus d'emballage thermique ont fait l'objet de nombreux questionnements. La modélisation de ces processus permet à présent d'avoir une idée du mécanisme de propagation de cette localisation (e.g. Kelemen & Hirth, 2007), mais il semble toujours manquer un ingrédient. En effet, souvent, l'initiation du phénomène, pourtant nécessaire et observée (Deseta *et al.*, 2014b), n'est pas prise en compte dans la modélisation des processus de localisation de la déformation.

Dans le cas qui nous intéresse, la localisation du cisaillement pourrait être due à la présence d'une phase hydroxylée (*section 5.3.2*). L'échauffement frictionnel pourrait en effet, avant la fusion, provoquer la déshydratation de phases hydratées dans la zone où la déformation se localise.

L'emballlement thermique est proposé comme processus de génération des pseudotachylites à haute pression (*Deseta et al., 2014a*). Les séismes intermédiaires seraient contrôlés par la rhéologie des volumes subissant la contrainte, mais pas véritablement de la minéralogie (*Deseta et al., 2014a*). La déshydratation des phases hydratées est souvent la conséquence de l'échauffement frictionnel (e.g. *Xia, 2013; Brantut et al., 2008, 2011a*), ce qui suggère que H<sub>2</sub>O serait un facteur secondaire dans l'initiation du phénomène; cependant, l'abondance de minéraux hydratés dans le slab exerce un fort contrôle rhéologique pendant la déformation à haute vitesse, pouvant faciliter le déclenchement d'instabilités mécaniques par échauffement (*Deseta et al., 2014b; Yamashita & Schubnel, 2016; Brantut et al., 2011b*). Au regard des observations sur l'affleurement de l'*embarcadère*, même si la rupture devient effectivement instable, i.e. sismique, par emballlement thermique, nous ne savons toujours rien de son déclenchement.

Le lien entre sismicité intermédiaire et phases minérales hydratées fait toujours l'objet d'un débat (*Peacock, 2001; Hacker et al., 2003a; Deseta et al., 2014b; Okazaki & Hirth, 2016*), mais les récents résultats expérimentaux montrent que la déshydratation d'une faible fraction d'antigorite dans des agrégats d'olivine provoque la formation de pseudotachylites (**chapitre 3**), associés à des chutes de contrainte (en champ proche) de l'ordre de 100 MPa. Trouver de l'eau fossilisée dans cette PST à Balmuccia suggère donc que des minéraux hydratés étaient présents aux alentours du bloc de péridotite étudié, ce qui remet en lumière la possibilité de leur implication dans la mécanique de ce tremblement de terre.

## 5.7 Conclusions

La PST étudiée s'est formée dans le manteau à une pression au moins égale à  $1,3 \pm 0,2$  GPa ( $42 \pm 8$  km de profondeur) avant l'incorporation de l'écaille de Balmuccia dans la croûte inférieure ( $285 \pm 15$  Ma). La fusion totale de la péridotite est survenue sur le plan de faille, lubrifiant de glissement de façon transitoire sur une couche centimétrique de liquide silicaté. L'épaisseur finale de la PST est plus faible que l'épaisseur effective de la zone fondue. Les réseaux d'ultramylonites proviennent directement de la cristallisation partielle du liquide silicaté et ont enregistré, dans leur texture, une partie du glissement post-sismique.

Notre analyse dimensionnelle démontre que nous sommes en présence d'un fragment de tremblement de terre de  $M_w$  6 à 6,5 et permet de préciser des valeurs raisonnables de contrainte (30-40 MPa), soit un coefficient de friction moyen pendant le glissement de l'ordre de 3 ou  $4 \times 10^{-2}$ , le coefficient dynamique étant donné par le modèle de *Nielsen*

## 5.7 Conclusions

---

*et al.* (2008), qui à ces profondeurs prédit un coefficient de friction en régime stationnaire de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$ . La viscosité du produit de fusion, très faible, suggère que la déformation et le glissement ont alors été ultralocalisés au sein-même d'une couche de magma frictionnel d'épaisseur centimétrique.

La lubrification est transitoire, car le liquide silicaté riche en magnésium peut rapidement s'écouler ( $2-10 \text{ m s}^{-1}$ ) dans les fentes en tension qui s'ouvrent dans le quadrant extensif. L'« injection » du liquide dans les fractures entraîne son soudain refroidissement, qui aurait permis le recouvrement rapide de la résistance au cisaillement de la surface de faille, et donc l'arrêt du glissement.

En fait, tout semble s'être passé comme si les injectites du quadrant en dilatation étaient d'immenses ventouses freinant le glissement. Cela pourrait non seulement impacter la vitesse de rupture, mais aussi favoriser une rupture de type « pulse » (*Heaton, 1990*), avec un glissement plus rapide et plus ponctuel à l'échelle métrique.

Enfin, trouver de l'eau dans la trace fossilisée d'un séisme mantellique démontre que  $\text{H}_2\text{O}$  était présent sous forme de fluide supercritique ou au sein de minéraux hydratés, ce qui accentue davantage le besoin de comprendre son rôle dans la mécanique des tremblements de terre.

**Remarque :** Il semble que le mot « injectite » induise en erreur, car il sous-entend une surpression du magma frictionnel à l'origine de la fracturation. Au regard de ces observations, le liquide silicaté semble ne pas être injecté par surpression mais aspiré par dépression.



---

## RUPTURE

Parfois dans les Montagnes, cimetières des Temps  
Les forces par lesquelles les roches gagnent ciel  
Rompent quelques écailles en d'après crissements  
Sans commune mesure à rien d'artificiel

Elastique tendu chaque jour de silence  
Près de vieilles fractures la Terre tremble encore  
En un grondement sourd effondrant nos romances  
L'énergie libérée déforme le décor

La rupture est semblable à un millier de bombes  
Détonnant de concert et propulsant les corps  
D'un côté, puis de l'autre, sous les pierres qui tombent  
Des murs qui, contre toi, ne sont pas assez forts

Lorsque la faille glisse et que fond son contour  
La matière dessous est dans un tel état  
Que la foudre qui monte mime un morceau de jour  
Offrant à ces cristaux cet improbable éclat.

*Janvier 2016 – Ecole Normale Supérieure, Paris  
6 février 2016 — Pitch Me, Paris*



## **Quatrième partie**

# **Synthèse**





---

---

## CHAPITRE 6

---

### CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

*"Nothing is softer or more flexible than water, yet nothing can resist it."*

« Rien n'est plus souple et plus faible que l'eau, et pourtant rien ne lui résiste. »

Lao Tseu ( $\approx$  500 av. J.-C.)

#### 6.1 Déstabilisation de l'antigorite et déclenchement de séismes mantelliques

##### 6.1.1 Fin de cinquante ans de controverse scientifique ?

Des séismes se déclenchent dans le manteau, notamment au niveau du plan de Wadati-Benioff inférieur (**chapitre 1**). Mon travail de thèse visait à comprendre si oui ou non ces séismes peuvent être déclenchés par la déshydratation de l'antigorite.

Cette hypothèse fait débat depuis plus de 50 ans (*Raleigh & Paterson, 1965*). Des études expérimentales ont montré que la fragilisation des péridotites en contexte de subduction pouvait avoir lieu pendant la déshydratation sous contrainte de l'antigorite (*Jung & Green, 2004; Jung et al., 2004; Xia, 2013*), que  $\Delta V$  soit positif ou négatif (*Jung et al., 2004*). Pourtant, une série d'études (*Chernak & Hirth, 2010, 2011; Proctor & Hirth, 2015*) montre une déformation distribuée ou une localisation de la déformation par glissement stable dans les conditions représentatives des plaques en subduction ( $5 \text{ }^\circ\text{C min}^{-1}$ ,  $\dot{\epsilon} \sim 10^{-5}$ ). Dans ces conditions, la déshydratation d'antigorite seule ne mène pas à l'enregistrement d'émissions acoustiques (*Gasc et al., 2011; Okazaki & Hirth, 2016*), que  $\Delta V$  soit positif ou négatif (*Gasc et al., 2011*).

Notre étude démontre le lien entre déshydratation de l'antigorite et séismes mantelliques. La surface « isotherme » correspondant à la limite de stabilité de l'antigorite (600-650

°C entre 1 et 4 GPa), colorée avec le plan de Wadati-Benioff inférieur dans les modélisations (Peacock, 2001; Hacker et al., 2003a; Abers et al., 2006), est donc potentiellement une limite sismogénique. Néanmoins, corrélation n'est pas causalité, et dans ces modèles thermiques le lien entre déstabilisation de l'antigorite et séismes mantelliques n'est pas explicité.

Dans cette thèse ont été synthétisées des péridotites artificielles contenant différentes fractions d'antigorite (**chapitre 2**). Ces roches ont ensuite été déshydratées dans les conditions de pression et de température régnant dans le manteau lithosphérique en subduction, en déformant et en chauffant à la même vitesse que dans la plupart des études précédentes ( $\approx 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  et  $\approx 0,1 \text{ °C s}^{-1}$ ).

À 1,1 GPa, la déshydratation des échantillons contenant seulement 5 % d'antigorite suffit à déclencher des émissions acoustiques ; avec 20 % d'antigorite, aucune activité acoustique n'est enregistrée. À 3,5 GPa, des émissions acoustiques sont enregistrées avec 5 %, 20 % ou 50 % d'antigorite. Ces émissions acoustiques sont générées lors de la formation de failles par un processus de rupture dynamique. Ces failles sont scellées par un matériel amorphe contenant des bulles, i.e. des pseudotachylites issues de la fusion de l'olivine et de l'antigorite aux abords de la surface de faille.

Les observations en microscopie électronique démontrent que la déshydratation de l'antigorite déclenche des ruptures dynamiques dans le squelette d'olivine des péridotites artificielles. Ces analogues expérimentaux de séismes intermédiaires apportent donc bien la preuve qu'une hydratation minimale de la péridotite est suffisante au déclenchement de ruptures dynamiques lors de la déshydratation en subduction.

### 6.1.2 Le modèle « *DDST* »

La déshydratation de l'antigorite provoque un transfert de contrainte (*DDST*) qui peut suffire à générer une instabilité mécanique dans la péridotite (**chapitre 3**). Ce modèle *DDST* ("*Dehydration-Driven Stress Transfert*"), alliant un critère de rupture (Ohnaka, 2003) et la **théorie de la percolation** (Stauffer & Aharony, 1992) prédit que l'instabilité mécanique tire son origine de la concentration de contraintes en tête d'amas d'antigorite en cours de déshydratation. Les paramètres contrôlant le déclenchement de séismes seraient les dimensions relatives des amas d'antigorite et des volumes de péridotite saine, ainsi que la répartition spatiale de ces amas.

Les résultats obtenus et le modèle *DDST* permettent notamment de réaliser que l'état de contraintes dans un assemblage polycristallin polyphasé dépend de l'échelle d'observation, comme le suggère le modèle d. En effet, lorsqu'à l'échelle de l'échantillon déformé la contrainte différentielle n'est pas suffisante à la nucléation d'une instabilité mécanique, la déshydratation peut engendrer un chargement critique à petite échelle entre les amas de serpentine déstabilisée (**chapitres 3 et 4**).

Le modèle *DDST* est une alternative au modèle de « *dehydration embrittlement* », dans lequel l'instabilité mécanique est engendrée par l'augmentation de la pression de fluides.

## 6.1 Déstabilisation de l'antigorite et déclenchement de séismes mantelliques

---

Ce travail expérimental a montré que la nucléation de ruptures dynamiques est possible quel que soit le signe de la variation de volume associée à la réaction de déshydratation, ce qui remet en question l'hypothèse selon laquelle une surpression de fluide serait nécessaire pour générer ces séismes intermédiaires (i.e. fracturation hydraulique en mode II).

### 6.1.3 Conséquence : signification du plan de Wadati-Benioff inférieur

Derrière l'idée de percolation se cache le paramètre « temps ». En fonction des conditions de confinement et de drainage notamment (*Wong et al.*, 1997), un volume d'antigorite peut mettre plus ou moins de temps à se déshydrater. La mobilité des produits de déshydratation pourrait dépendre fortement de la connectivité (*Wong et al.*, 1997) du réseau d'antigorite. Aussi, on peut s'attendre à une métastabilité de l'antigorite dans l'intervalle de température 600 - 800 °C.

Parmi les paramètres contrôlant le déclenchement de séismes au niveau du plan de Wadati-Benioff inférieur, la température pourrait même être moins déterminante que le degré de serpentisation et la répartition spatiale de la serpentine. Le plan de Wadati-Benioff inférieur pourrait être proche d'une isoplèthe du taux de serpentisation entre les isothermes 600 °C et 800 °C [Figure 6.1].

### 6.1.4 D'autres séismes, d'autres mécanismes ?

En contexte de subduction, d'autres séismes se produisent dans les mêmes conditions de pression et de température, notamment dans la croûte océanique. Au niveau du plan de Wadati-Benioff supérieur, la déstabilisation de phases hydratées, e.g. amphiboles ou lawsonite, pourrait être associée à la nucléation de séismes (e.g. *Kirby*, 1995; *Kirby et al.*, 1996; *Kita et al.*, 2006).

Récemment, il a été montré que la lawsonite seule peut se fragiliser lors de sa déshydratation dans des conditions de déformation et de chauffage similaires à celles utilisées pour traiter le cas de la serpentine (*Okazaki & Hirth*, 2016)

Il se trouve que la lawsonite n'est pas un phyllosilicate. Ce minéral orthorhombique a des constantes élastiques différentes de l'antigorite, monoclinique, ce qui lui confère notamment la capacité à stocker davantage d'énergie élastique. On peut donc imaginer que des volumes de lawsonite en cours de déshydratation puissent transférer une contrainte à des volumes de lawsonite encore stables et générer ainsi une instabilité mécanique. Autrement dit, on pourrait appliquer le modèle *DDST* à un polycristal de lawsonite.

Toutefois, la lawsonite n'est jamais seule dans la nature, la croûte étant de composition plus variée et hétérogène que le manteau supérieur. Ce minéral fait toujours partie d'assemblages polyphasés, ce qui permet également d'appliquer le modèle *DDST*. Récemment, *Incel et al.* (2016) ont montré que la déstabilisation du glaucophane des schistes bleus à lawsonite pouvaient engendrer des émissions acoustiques au laboratoire, qui sont l'ana-

logue de laboratoire des observations grande échelle de (Kita *et al.*, 2006) dans le plan de Wadati-Benioff supérieur.

### 6.1.5 Un mécanisme d'emballement thermique incluant la déshydratation ?

La réaction de déshydratation est un phénomène rapide et efficace pour la réduction de taille de grain, paramètre central dans la localisation de la déformation par emballement thermique (John *et al.*, 2009; Kelemen & Hirth, 2007). La localisation de la déformation nécessite un rétro-contrôle positif. Dans le cas où de l'antigorite est présente au niveau de la future zone de faille, on peut envisager d'inclure sa déshydratation dans le processus de localisation de la déformation [Figure 6.2]. En effet, la déshydratation de l'antigorite en est à la fois cause et conséquence (Brantut *et al.*, 2010, 2011b; Brantut & Sulem, 2012; Platt *et al.*, 2015).

Ce mécanisme en chaîne pourrait être à l'origine de la nucléation de failles dans les péridotites serpentinisées. Le glissement stable ainsi généré deviendrait instable à partir d'une quantité critique de déplacement à une certaine échelle, comme le prédit le modèle « *DDST* ».

## 6.1 Déstabilisation de l'antigorite et déclenchement de séismes mantelliques

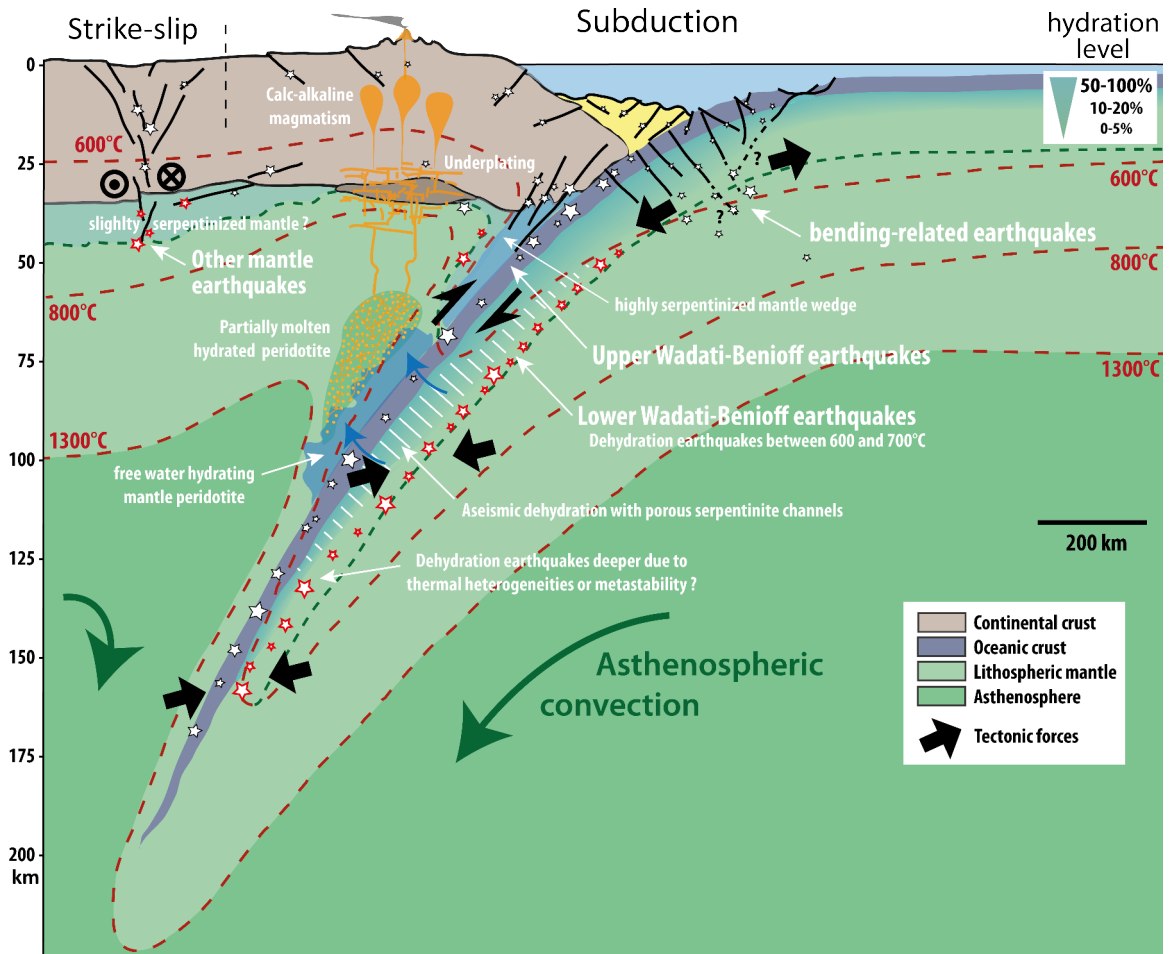


FIGURE 6.1 – Schéma représentant la sismicité occasionnée en contextes de subduction et de décrochement. Le trait tireté vertical rappelle que ces deux contextes ne sont pas nécessairement voisins. Les ronds et les flèches noirs indiquent les forces tectoniques subies par la lithosphère. Les flèches vertes indiquent les mouvements convectifs de l'asthénosphère. Les séismes mantelliques sont indiqués par les étoiles rouges ; les autres étoiles correspondent aux séismes affectant les roches d'origines crustales. La couleur bleue indique la présence d'eau sous le plancher océanique et dans le coin mantellique, ainsi que le passage d'eau de la plaque plongeante vers la plaque chevauchante. Le taux d'hydratation du manteau lithosphérique est représenté par une nuance de bleu. La profondeur maximale supposée de l'hydratation, i.e. serpentinitisation, est indiquée par les tirets verts. Ce schéma propose, de façon volontairement exagérée, que le plan de Wadati-Benioff inférieur soit plus proche d'une surface d'iso-serpentinitisation que d'une surface isotherme.

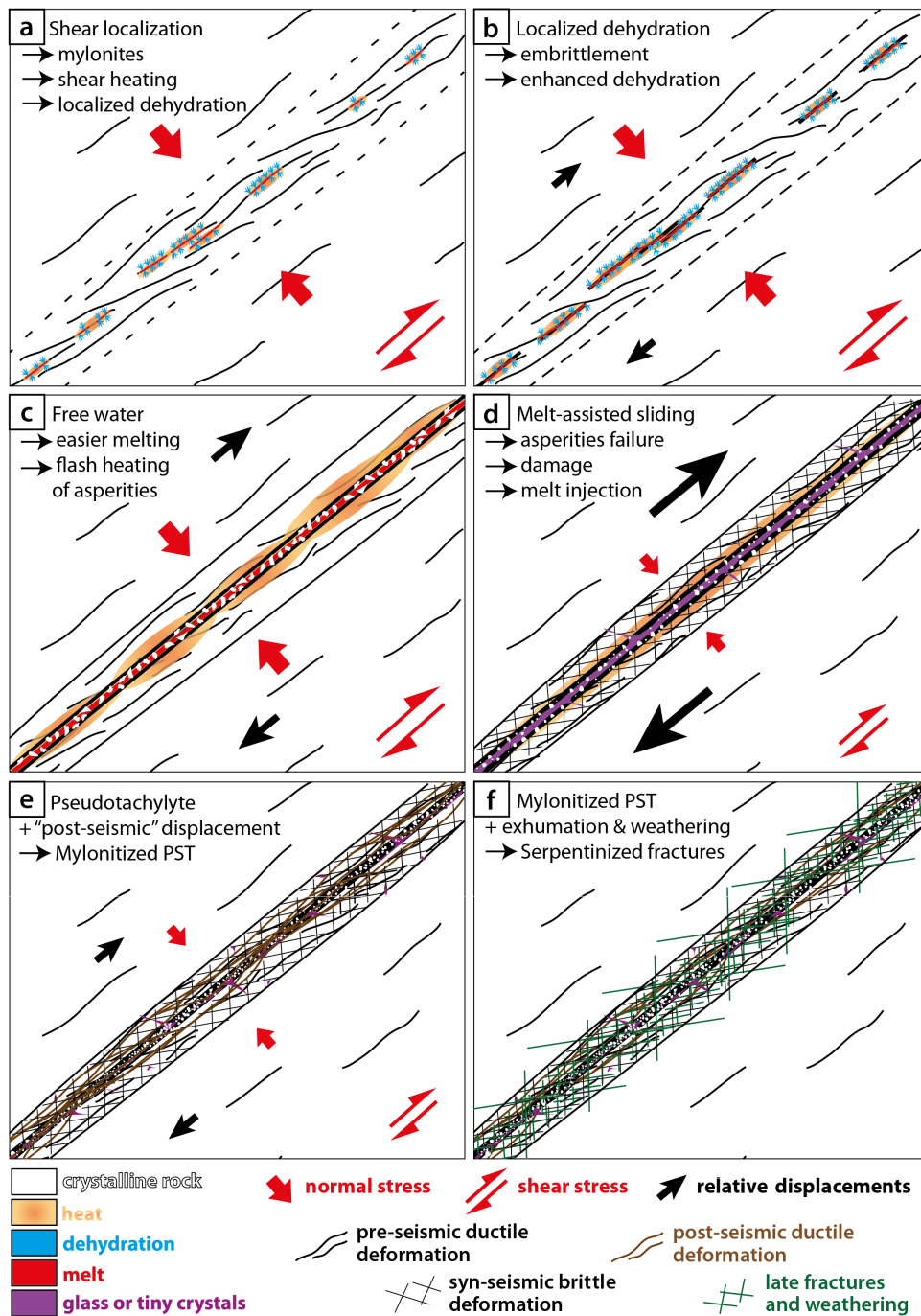


FIGURE 6.2 – Synthèse : génération et altération d'une pseudotachylite. Le mécanisme de localisation du cisaillement pourrait nécessiter la déshydratation d'une phase hydratée par échauffement frictionnel. Les contraintes et le déplacement relatif sont indiqués par des flèches. Leur évolution est représentée par les variations de la taille de ces flèches.

## 6.2 Lois d'échelle, déshydratation et pseudotachylites

### 6.2.1 Pseudotachylite expérimentale *vs* pseudotachylite de Balmuccia

D'une part, la déshydratation de l'antigorite mène, pendant sa déformation en *D-DIA*, au déclenchement de ruptures dynamiques et à la génération de PSTs (**chapitre 3**). D'autre part, des PSTs se forment dans les mêmes conditions de pression et de température dans la nature (**chapitre 5**).

La question de la mise à l'échelle reste délicate. Un tableau récapitulatif [Tableau 6.1] compare la PST étudiée au **chapitre 3** à celle étudiée au **chapitre 5**.

La question de la représentativité des résultats expérimentaux est évoquée au **chapitre 3** (section 3.4) et le **chapitre 5** permet de comparer ces résultats avec ce qui peut être observé sur le terrain.

Le passage à l'échelle semble pertinent pour plusieurs raisons :

- D'abord, les AEs enregistrées pendant les expériences en *D-DIA* suivent une loi de Gutenberg-Richter, les événements les plus énergétiques étant associés à des failles dont la taille approche celle des échantillons déformés. Cela suggère que si l'échantillon était plus grand, on aurait enregistré davantage d'AEs et les ruptures les plus énergétiques l'auraient été davantage.
- Il a récemment été montré que l'énergie dissipée par fracturation pendant la rupture sismique dépend de la taille des aspérités du plan de faille selon une loi puissance (*Passelègue et al., 2016*). Cette loi semble continue de l'échelle du laboratoire à l'échelle du terrain, pour des glissements variant de huit ordres de grandeurs du micron à la dizaine de mètre.
- La longueur de nucléation dépend directement de l'énergie de fracture et donc de la taille des aspérités (*Ohnaka, 2003; Passelègue et al., 2016*).
- La longueur et l'espacement des amas d'antigorite peuvent être considérés comme l'équivalent de la longueur et de l'espacement des failles mantelliques serpentinisées. Les volumes d'olivine du modèle *DDST* seraient alors l'équivalent de zones de 1 à 100 km<sup>3</sup>.
- Enfin, les pseudotachylites, en dépit de tous les processus menant à leur destruction (*Kirkpatrick & Rowe, 2013*), sont observées en divers endroits du monde, en particulier au sein d'affleurements de croûte profonde ou de manteau supérieur (**chapitre 5**). On s'attend donc à leur génération dans les conditions de pression et de température pouvant régner dans le manteau supérieur, ce qui suggère que le mécanisme mis en jeu au laboratoire et dans la nature est bien le même.



TABLE 6.1 – Tableau comparatif des pseudotachylites expérimentale et naturelle. Récapitulatif des observations réalisées sur la pseudotachylite issue de la déshydratation de l’antigorite en *D-DIA* et sur la pseudotachylite naturelle observée à *Balmuccia*.

Parameters	D-DIA	Balmuccia	ratio
Confining pressure $P_c$	$1,1 \pm 0,1$ GPa	$1,3 \pm 0,2$ GPa	$\approx 1$
Temperature $T$	600 - 800 °C	600 - 800 °C	$\approx 1$
Fault length $L$	$\approx 1$ mm	$\sim 1-10$ km ?	$10^6-10^7$ ?
Slip $D$	$\approx 10$ $\mu\text{m}$	$\approx 1,5 - 2$ m	$\sim 10^5$
Coseismic slip $D_c$	$\sim 1$ $\mu\text{m}$	$\sim 10$ cm	$\sim 10^5$
Moment	$\approx 0,6$ N m	$3-3.5 \times 10^{18}$ N m	/
Magnitude	$\approx -6$	6 - 6,5	/
Fréquence coin	$\approx 2$ MHz	$\approx 0,2$ Hz	/
Fault thickness $a$	20 - 200 nm	5 mm	$\sim 2,5 \cdot 10^4$ ?
Molten zone width $w$	200 nm ?	1 - 2 cm	$\sim 5 \cdot 10^4$
Injectite thickness $w_{inj}$	$\approx 1$ $\mu\text{m}$	$\approx 20$ cm	$\sim 10^5$
Injectite length $L_{inj}$	$\approx 10$ $\mu\text{m}$	$\approx 15$ m	$\sim 10^6$
Injectite volume $V_{inj}$	$\approx 100$ $\mu\text{m}^3$	$\approx 15$ $\text{m}^3$	$\sim 10^6$
Melting	Total	Total	1
Sliding	melt-assisted	melt-assisted	$\sim 1$
H <sub>2</sub> O evidence	vesicles (TEM)	$\sim 1$ % in melt (Raman)	/
Trigger	antigorite dehydration	?	/

### 6.2.2 Une préservation partielle des indices laissés par le séisme

La Figure 6.2 présente également les étapes d'altération des PSTs telles que le suggèrent les observations réalisées à Balmuccia (**chapitre 4**). L'endommagement syn-sismique permet le piégeage de matériel amorphe, mais, souvent, la mylonitisation « post-sismique » ainsi que la fracturation et l'altération tardives participent à la destruction du signal.

### 6.2.3 Un écart apparent à la loi d'échelle par aspiration du magma frictionnel

Le glissement sur un plan lubrifié par une couche de liquide silicaté dépend de l'épaisseur de cette couche et de la viscosité  $\nu$  du liquide. Pour  $\nu = 1 \text{ Pa s}$ , le glissement ne dépend théoriquement pas de l'épaisseur  $w$  de la couche, tant que l'épaisseur  $w > 1 \text{ }\mu\text{m}$ .

Dans la nature, les failles ne sont pas des plans. Si l'on considère que tout ce qui gêne le glissement, i.e. les aspérités, est amené à fondre jusqu'à l'établissement d'une surface lisse dans la direction du glissement, il faut prendre en compte la géométrie initiale de la zone de faille, i.e. pendant la localisation de la déformation et avant la lubrification.

Dans le cas d'une faille, la tortuosité de la surface avant la phase de lubrification est un paramètre contrôlant le volume des aspérités à fondre. Les fentes en tension générées dans le quadrant extensif au passage du front de rupture constituent des dépressions transitoires capables d'aspirer le magma frictionnel (**chapitre 5**). L'aspiration peut s'effectuer dans une population de fractures tant qu'il reste suffisamment de lubrifiant pour propager le processus. Autrement dit, tout se passe comme si l'aplanissement de la surface de faille, i.e. chute de tortuosité, entraînait l'amincissement de la couche de magma et donc favorisait l'arrêt du glissement.

Le déplacement  $D$  sur la faille peut être tracé en fonction de l'épaisseur  $a$  des failles [Figure 6.3]. On peut alors comparer les observations de terrain (e.g. *Ueda et al.*, 2008; *Obata & Karato*, 1995; *Andersen & Austrheim*, 2006; *Andersen et al.*, 2014; *Deseta et al.*, 2014a,b; *Souquière & Fabbri*, 2010) à celles des échantillons déformés en laboratoire (**chapitre 3**).

À grande échelle, les données sont relativement proches de la loi puissance observée par *Sibson* (1975) (*section 1.4.6*), telle que :

$$D = 436 a^2 \quad (6.1)$$

En revanche, à l'échelle micrométrique, on observe une autre loi puissance telle que :

$$D = 0,5 a^{2/3} \quad (6.2)$$

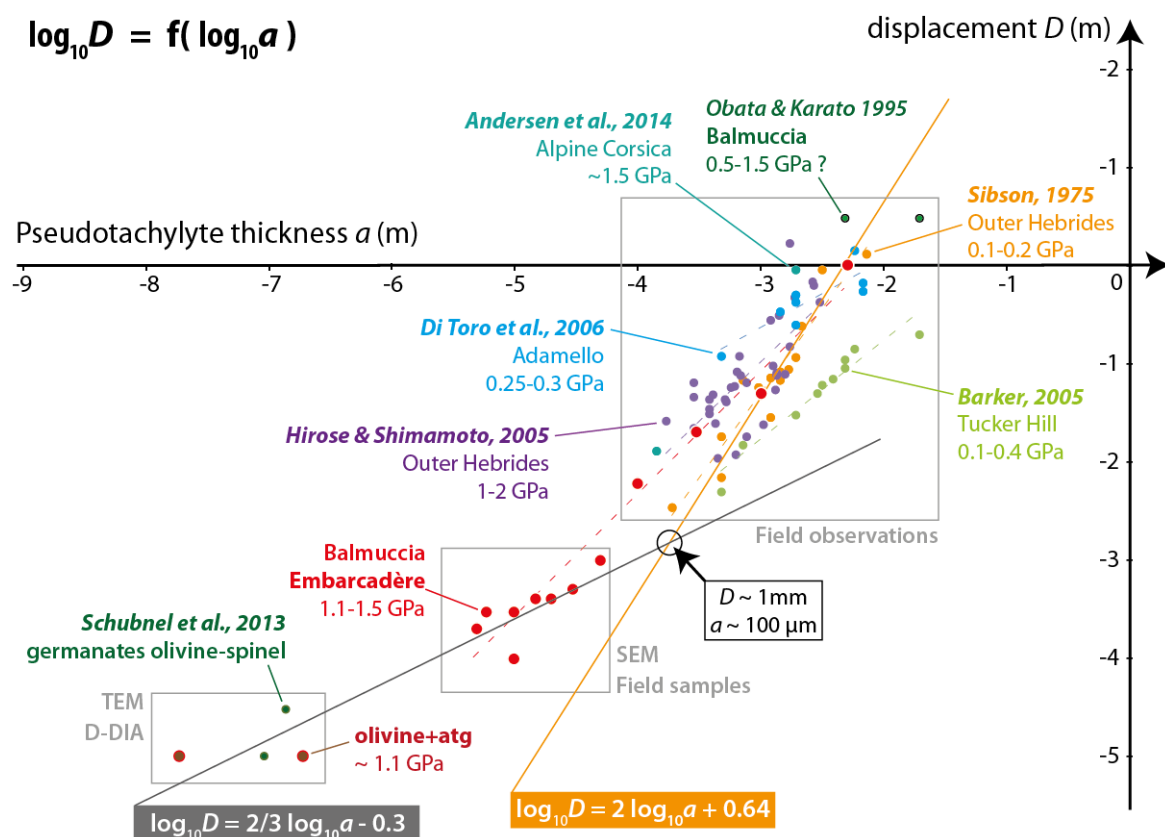


FIGURE 6.3 – Relation entre le déplacement  $D$  et l'épaisseur  $a$  des failles du micromètre au mètre. Les données de Obata & Karato (1995), Hirose & Shimamoto (2005b), Sibson (1975), Barker (2005), Di Toro et al. (2006) et Andersen et al. (2014) sont comparées aux observations réalisées à Balmuccia. À titre de comparaison, j'ajoute ici les observations de Schubnel et al. (2013) bien que les failles n'aient pas été décrites comme des pseudotachylites, car les valeurs de  $D$  et  $a$  sont voisines de celles observées au chapitre 3.

Les deux droites correspondant aux équations 6.1 et 6.2 se croisent au point  $(a, D) = (\sim 100 \mu\text{m}, \sim 1 \text{ mm})$ , ce qui laisse supposer qu'à partir de cette échelle l'histoire du glissement différerait. Une possible raison pour ce changement de comportement sont les processus de diffusion à la fois thermique (diffusion de la température) et hydraulique (diffusion du magma). En effet, à petite échelle d'espace ( $D < 1 \text{ mm}$ ), du fait des faibles échelles de temps (10 - 1000  $\mu\text{s}$  seulement) tout se passe comme le glissement était adiabatique et non-drainé. À plus grande échelle en revanche, la température et la magma ont le temps de diffuser, tant et si bien que l'épaisseur de la couche de liquide silicaté croît moins vite avec le glissement (Passelègue et al., 2016).

Le lien observé par Sibson (1975) entre  $D$  et  $a$  pourrait être le résultat de la combinaison du processus de rupture dynamique observé au laboratoire et de l'aspiration de magma frictionnel dans les fentes en tension. Le rapport  $a/w$  serait d'autant plus faible quand l'échelle augmente.

## 6.2 Lois d'échelle, déshydratation et pseudotachylites

Si la loi puissance observée à petite échelle (équation 6.2) était valable à grande échelle, la PST de l'affleurement de l'*embarcadère* (chapitre 5), de déplacement  $D$  entre 1,5 et 2 m, d'épaisseur  $a \approx 5$  mm devrait avoir une épaisseur supérieure à 1 m, ce qui, d'après les calculs présentés au chapitre 5, correspondrait à un séisme de  $M_w > 9.4$ , ce qui n'as pas de sens.

Selon toute vraisemblance, l'aspiration du liquide silicaté est d'autant plus importante, et donc le rapport  $a/w$  d'autant plus faible, que l'échelle augmente. Je propose en Figure 6.4 d'autres lois reliant déplacement et épaisseur normalisés.

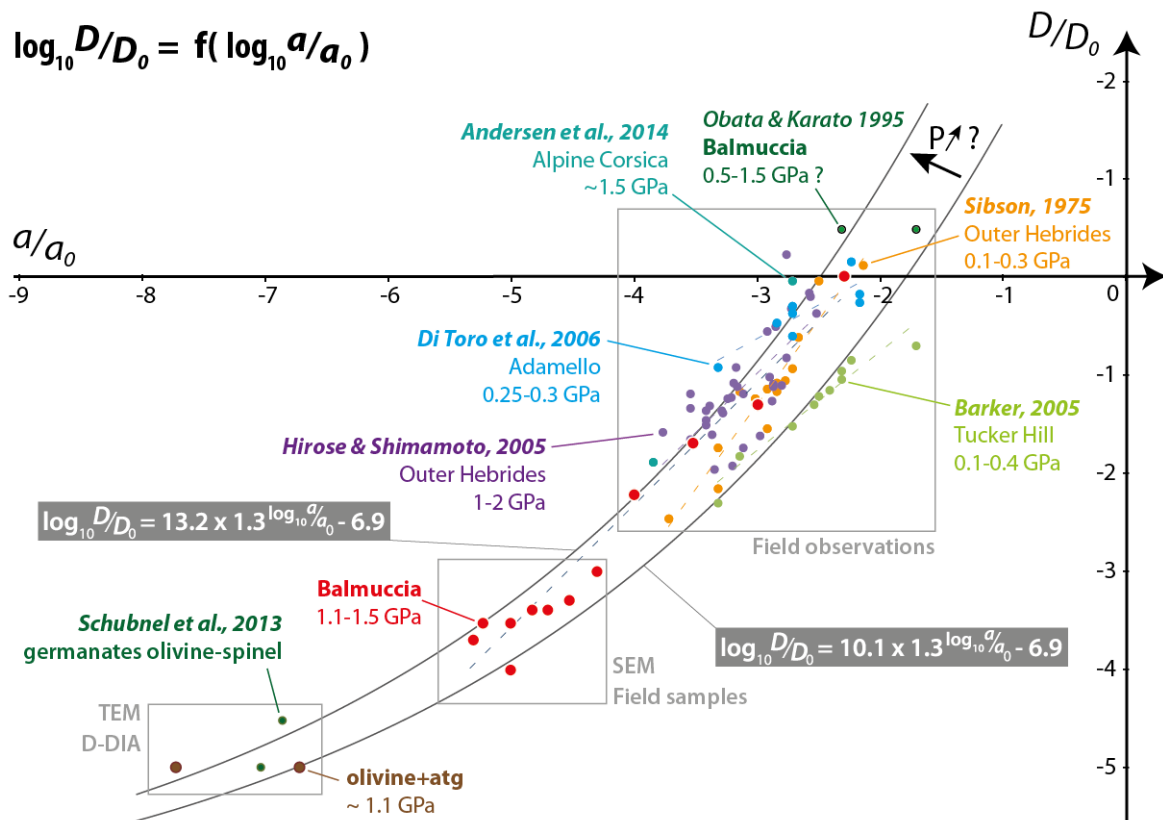


FIGURE 6.4 – Relation entre le déplacement normalisé  $D/D_0$  et l'épaisseur normalisée  $a/a_0$  des failles du micromètre au mètre, et proposition de lois d'échelles. Pour comparer facilement avec la Figure 6.3,  $D_0 = a_0 = 1$  m. Voir légende en Figure 6.3.

**Remarque :** Les valeurs de  $a$  (épaisseur finale de faille) entre les micro-pseudotachylites expérimentales (chapitre 3) et les failles décrites par (Schubnel et al., 2013) sont très proches. Si bien qu'il semble légitime de se poser la question de la fusion au cours du processus de *transformational faulting* invoqué pour expliquer la transition de phase de l'olivine associée aux séismes profonds.

### 6.3 Ma thèse en une phrase

Ma thèse peut se résumer en cette phrase : **La déshydratation de l'antigorite est le détonateur d'une bombe dont l'explosif est la déformation élastique de la péridotite.**

Cependant, on ne peut pas exclure que d'autres processus puissent entrer en jeu dans le déclenchement de séismes dans les mêmes conditions de pression et de température. Par exemple, on ne peut pas exclure que d'autres phases hydratées, notamment la chlorite (*Murrell & Ismail, 1976; Hacker et al., 2003b; Brudzinski et al., 2007*), puissent participer dans certains cas au processus de transfert de contrainte décrit par le modèle « *DDST* ».

Ce dont je suis persuadé, c'est que, si c'est bien un transfert de contraintes induit impliquant l'antigorite qui est la cause des séismes du plan de Wadati-Benioff inférieur, alors c'est aussi le cas pour d'autres séismes se produisant dans le manteau dans les mêmes conditions de pression et de température.

## **Cinquième partie**

# **Ouverture**



---

*"The poets are wrong of course. ... But then poets are almost always wrong about facts. That's because they are not really interested in facts : only in truth : which is why the truth they speak is so true that even those who hate poets by simple and natural instinct are exalted and terrified by it."*

*« Bien sûr les poètes ont tort. ... Mais, c'est un fait, les poètes ont toujours tort sur les faits. C'est parce qu'ils ne sont pas réellement intéressés par les faits, mais seulement par la vérité, et c'est pourquoi leur vérité est si inébranlable que même ceux qui haïssent les poètes par simple instinct naturel sont exaltés tout autant que terrifiés par eux. »*

William Faulkner, *The Town*, (1957)





---

## SERPENTINE ET SISMICITÉ DANS LE BASSIN DE WHARTON : UN ANALOGUE ACTUEL ?

Dans ce chapitre, les résultats de mon travail de thèse sont mis en regard des observations sismologiques réalisées dans le Bassin de Wharton, à l'est de l'Océan Indien, lieu de séismes mantelliques réguliers à proximité de failles transformantes réactivées.

### 6.4 Contexte et sismicité

#### Une zone de déformation océanique intraplaque

Lorsque les contraintes sont élevées, la lithosphère océanique se déforme (*Okal, 1983; Gordon, 2000*). À l'échelle de la Planète, la déformation intraplaque océanique est relativement rare et la sismicité que cette déformation occasionne demeure énigmatique. En de nombreuses régions du Globe, des tremblements de terre ont lieu dans le manteau lithosphérique océanique à des profondeurs où la température avoisine 600-800 °C. Le mécanisme à l'origine de la nucléation de ces séismes, aussi bien au milieu des plaques qu'à leurs limites, n'est pas encore compris.

Parmi ces séismes, on compte par exemple le séisme décrochant intraplaque de la dorsale Indienne en 2003 ( $M_s$  7.6, ~20 km ; *Antolik et al., 2006*), le séisme de la Plaque Antarctique en 1998 ( $M_s$  8.1, ~16 km ; *Henry, 2000*), le séisme de la Ride de Macquarie en 1989 ( $M_s$  8.2, ~12 km ; *Anderson & Zhang, 1991*), et certains séismes le long de la faille transformante Romanche (~7 km ; *Abercrombie & Ekström, 2001*) en Atlantique Central. Ces zones constituent un excellent laboratoire naturel permettant d'étudier les processus à l'œuvre dans la formation et l'évolution des failles (*Delescluse et al., 2008*). Les déformations océaniques actives ont été beaucoup étudiées dans le Bassin Central Indien (*Eittreim & Ewing, 1972; Weissel et al., 1980; Bull & Scrutton, 1992; Chamot-Rooke et al., 1993; Krishna et al., 2001; Delescluse et al., 2008*) et dans le Bassin de Wharton (*Hill et al., 2015; Duputel et al., 2012; Qin & Singh, 2015; Delescluse et al., 2012; Carton et al., 2014*).

---

## Structure du bassin et localisation des séismes

Le Bassin de Wharton, à l'est de l'Océan Indien, est l'une des zones où la sismicité intraplaque est la plus importante. Une série de zones de fracture nord-sud découpe la lithosphère océanique en lambeaux de 200 km de largeur sur plus de 1500 km de long (Deplus *et al.*, 1998; Hill *et al.*, 2015; Duputel *et al.*, 2012; Qin & Singh, 2015) [Figure 6.5]. Ces structures sont des failles transformantes associées à l'accrétion océanique crétacée-paléogène (Deplus *et al.*, 1998; Jacob *et al.*, 2014; Hill *et al.*, 2015; Duputel *et al.*, 2012). La dorsale est éteinte depuis  $\sim 34$  millions d'années (Jacob *et al.*, 2014). Les panneaux séparés par les transformantes plongent en subduction sous l'archipel de Sumatra. Les contraintes intraplaques occasionnent un rejeu sénestre de ces failles (Delescluse *et al.*, 2012) accompagné d'un mouvement relatif vertical (Carton *et al.*, 2014). Ce rejeu est également observé à l'intérieur de la plaque plongeante sous l'île de Sumatra (Abercrombie & Ekström, 2003). En 2012, une série de séismes ont eu lieu en quelques mois dans sa partie NE, aux abords de la Ride des 90° Est, attestant d'une déformation active et distribuée. Duputel *et al.* (2012) ont localisé l'hypocentre du séisme de magnitude  $M_w$  8.6 à environ 30 km de profondeur ; la réplique de magnitude  $M_w$  8.2 a quant à elle été localisée entre 30 et 40 km.

Les profils sismiques révèlent l'existence de nombreuses failles traversant le manteau lithosphérique (Bull & Scrutton, 1990; Chamot-Rooke *et al.*, 1993; Carton *et al.*, 2014; Qin & Singh, 2015) [Figure 6.6]. Certaines structures ont un pendage de 30 à 55° et une direction N-S à NNE-SSW ou E-W à WNW-ESE (Carton *et al.*, 2014), suivant ainsi la direction des transformantes et des plans nodaux du  $M_w$  8.6 (Carton *et al.*, 2014; Hill *et al.*, 2015; Duputel *et al.*, 2012; Qin & Singh, 2015).

Au Nord du Bassin de Wharton, les séismes sont de trois types (Delescluse & Chamot-Rooke, 2007) : 1) la torsion de la plaque à l'approche de la fosse de subduction occasionne des séismes extensifs associés à des failles normales plus ou moins parallèles à la fosse et à la contrainte maximale  $\sigma_1$  (NW-SE) ; d'autres séismes sont associés au rejeu des transformantes (NNE-SSW) ; enfin, des séismes en compression sont principalement occasionnés par le rejeu inverse d'anciennes failles normales (WSW-ENE). Excepté pour quelques grandes failles, il y a discontinuité entre les failles superficielles (jusqu'à 25 km de profondeur) et les failles profondes (jusqu'à 45 km). (Qin & Singh, 2015) décrivent ainsi une déformation lithosphérique à deux couches. Le style de déformation diffère entre la couche supérieure très faillée et la couche inférieure traversée par quelques grandes failles. On ne peut cependant pas parler de découplage mécanique total, comme l'attestent les précurseurs et les nombreuses répliques superficielles des grands séismes en profondeur (Hill *et al.*, 2015; Duputel *et al.*, 2012; Delescluse *et al.*, 2012; Satriano *et al.*, 2012; Yue *et al.*, 2012). Ces séismes semblent avoir rompu la lithosphère sur toute son épaisseur (Qin & Singh, 2015) et posent la question de leur mécanisme d'initiation.

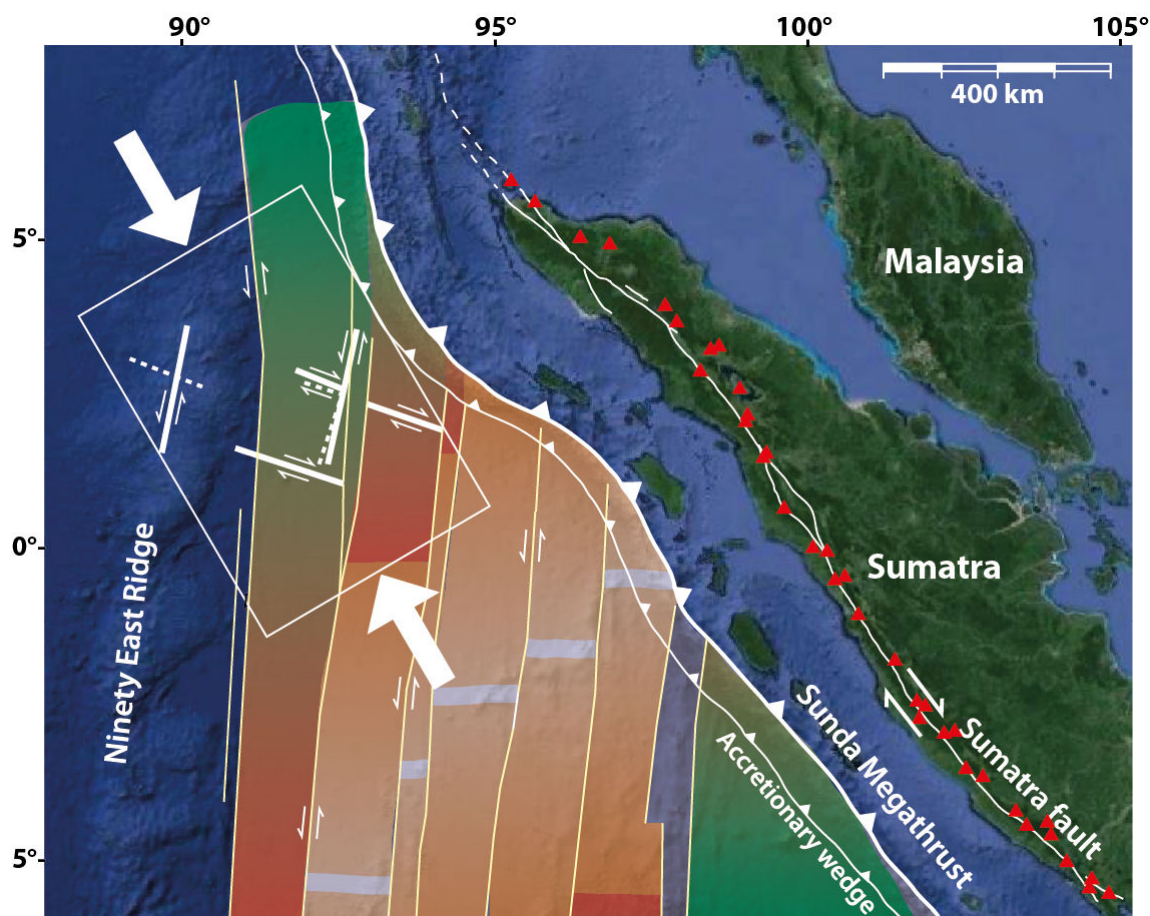


FIGURE 6.5 – Carte de la moitié Nord du Bassin de Wharton, inspirée de *Qin & Singh* (2015), montrant les ruptures sub-orthogonales occasionnées par les séismes d’avril 2012. Dans la zone encadrée, les segments blancs pleins et pointillés indiquent la géométrie des ruptures selon *Hill et al.* (2015) et *Yue et al.* (2012), respectivement. Les lignes jaunes représentent les failles transformantes subissant actuellement un cisaillement sénestre (*Deplus et al.*, 1998). Le volcanisme de subduction est indiqué par des triangles rouges. Le plancher océanique Crétacé-Paléocène (80-56 Ma) est indiqué par un dégradé vert-rouge), le orange correspond à l’accrétion éocène (56-34 Ma), et la dorsale est repérée par une bande grise (*Jacob et al.*, 2014).

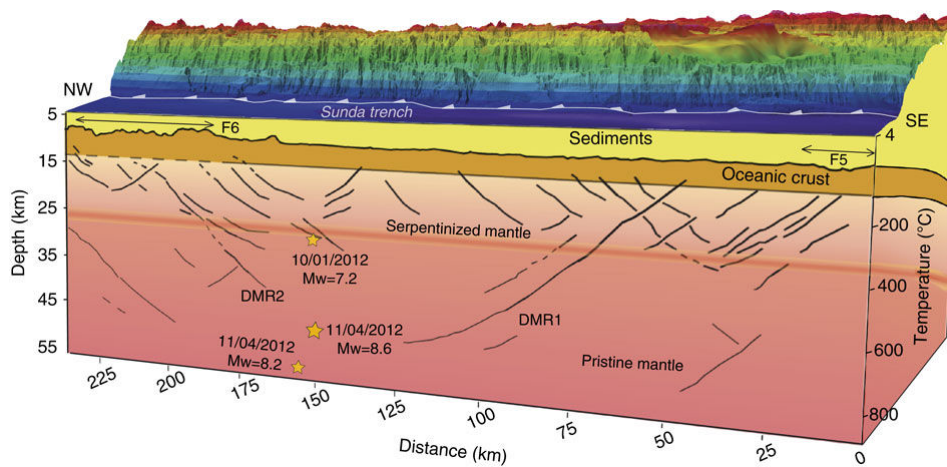


FIGURE 6.6 – Représentation 3D montrant les failles imagées au niveau du profil sismique WG3 localisé en [Figure 6.5] (Qin & Singh, 2015). L'intersection avec les transformantes réactivées F5 et F6, ainsi que la projection des grands séismes de 2012. La fosse de subduction de la Sonde et le prisme d'accrétion sont imagés grâce aux données bathymétriques (Qin & Singh, 2015). L'évolution de température en fonction de la profondeur est estimée à  $15\text{ }^{\circ}\text{C km}^{-1}$ , conformément au modèle de McKenzie *et al.* (2005), ce qui place l'isotherme  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  isotherm entre 35 et 40 km de profondeur (Carton *et al.*, 2014).

### Alternance entre quiescence et déformation active

*Delescluse et al.* (2012) ont montré que les séismes d'avril 2012 font partie d'un processus d'accélération de la déformation intraplaque entre l'Inde et l'Australie faisant suite aux grands séismes de subduction de Aceh (2004) et Nias (2005) au large de Sumatra. Ce processus de transfert de contraintes a été identifié pour d'autres zones de subduction (*Dmowska et al.*, 1988; *Lay et al.*, 2011). *Satriano et al.* (2012) décrivent une rupture séquentielle provoquée par la déstabilisation mécanique de proche en proche lors de la réactivation des failles transformantes.

Avant cette série de séismes, le Bassin de Wharton était considéré comme une zone où la déformation était assez faible (*Stein et al.*, 1988; *Das & Watts*, 2009). En effet, à proximité de la fosse, on observe une alternance de périodes de quiescence et de déformation active, qui semble déclenchée par les grands séismes de subduction (*Delescluse et al.*, 2012). Le délai entre le séisme d'Aceh en 2004 et les séismes du Bassin de Wharton en 2012 est interprété comme le résultat d'une relaxation visqueuse dans le manteau asthénosphérique (*Delescluse et al.*, 2012).

## 6.5 Pression, température et stabilité des serpentines

Les séismes de 2012 ont eu lieu entre 27 et 52 km sous le niveau de la mer [Figure 6.6], soit 20 à 45 km sous le plancher océanique et 15 à 40 km sous la surface de la croûte océanique. A ces profondeurs, la lithosphère océanique, âgée de ~60 Ma (*Jacob et al.*, 2014), subit une température de ~400 à ~850 °C. Le séisme de magnitude 7.2 (janvier 2012) est situé à la limite de serpentinitisation d'après (*Qin & Singh*, 2015) [Figure 6.6]. Les deux séismes de magnitude 8.6 et 8.2 (avril 2012) sont eux situés bien plus en profondeur, à proximité de l'enracinement de failles plus grandes et plus profondes (*Hill et al.*, 2015; *Delescluse et al.*, 2012; *Qin & Singh*, 2015).

*Qin & Singh* (2015) montrent que l'amplitude de la réflexion des ondes sismiques le long des failles dans le manteau décroît d'abord avec la profondeur jusqu'à 25 km puis reste constante entre 25 et 45 km. Cela suggère que le degré de serpentinitisation autour des failles est fonction de la profondeur jusqu'à ce que, notamment, la pression lithostatique soit trop grande pour permettre la propagation de l'altération dans le cœur de la roche.

### A basse pression (< 500 MPa), une serpentinitisation auto-propagatrice

Le glissement, sismique ou asismique, sur les failles actives provoque un phénomène de dilatance (*Simpson et al.*, 2001) favorisant la percolation des fluides aqueux à l'origine d'une altération rapide des gouges et de la périclase au voisinage de ces failles (*Delescluse et al.*, 2008). Les failles constituent alors une voie d'accès pour les fluides et le point de départ des fronts de serpentinitisation.

---

Dans les premiers kilomètres, la réaction de serpentinisation de la péridotite engendre la formation de fractures au front de serpentinisation (*Rudge et al.*, 2010; *Delescluse & Chamot-Rooke*, 2008). Les réseaux de serpentinisation sont observés dans la nature (*Cannat et al.*, 1992; *Bach & Früh-Green*, 2010) et dans les échantillons serpentinisés en laboratoire (*Malvoisin et al.*, 2012). Pendant les expériences de *Malvoisin et al.* (2012), la serpentinisation est associée à la nucléation de nouvelles surfaces de réaction. La nucléation des produits de réaction engendre une porosité à très petite échelle (*Schwarzenbach*, 2016; *Tutolo et al.*, 2016) qui favorise les processus de dissolution et la fracturation des grains (pression de cristallisation de la serpentine). Les autres minéraux entrant dans la composition des péridotites (e.g. le diopside) sont également fracturés à cause de l'augmentation de volume total associée à la serpentinisation de l'olivine et de l'enstatite (*Clark & Greenwood*, 1972). La coopération de ces deux processus crée rapidement une réaction en chaîne. La fracturation induite par la cristallisation des minéraux de serpentine est intense et auto-propagatrice (*Macdonald & Fyfe*, 1985; *O'Hanley*, 1992; *Jamtveit et al.*, 2009; *Kelemen & Hirth*, 2012; *Plümpner et al.*, 2012a,b).

La combinaison de tous ces processus à toutes les échelles provoque dans les premiers kilomètres l'altération totale de la péridotite. Celle-ci est observée suite à l'exhumation du manteau au niveau des dorsales ultra-lentes (*Bronner*, 2013; *Dick et al.*, 2003), des marges peu magmatiques (*Sibuet et al.*, 2007; *Picazo et al.*, 2013) et des bassins riftés hyper-étirés (*O'Reilly et al.*, 2006). De très hauts degrés de serpentinisation sont également observés dans les coins mantelliques des plaques chevauchantes des zones de subduction (*Guillot et al.*, 2000), ainsi que dans les bassins océaniques cisailés (*Delescluse & Chamot-Rooke*, 2008) et aux abords des failles normales induites par la courbure des plaques qui entrent en subduction (*Ranero et al.*, 2003; *Ivandić et al.*, 2010; *Shillington et al.*, 2015). Le fonctionnement, les interactions et la connectivité des réseaux de failles peuvent même être fortement modifiés en fonction du degré de serpentinisation (*Delescluse & Chamot-Rooke*, 2008). Des études géologiques sur le terrain ont montré que l'exhumation du manteau au niveau des dorsales et des rifts hyper-étirés est favorisée par la serpentinisation et les autres réactions d'hydratation subies par les roches profondes qui gagnent la surface (*Lavier & Manatschal*, 2003; *Manatschal*, 2004; *Francis*, 1981).

Dans le Bassin de Wharton, les failles profondes affectant le manteau lithosphérique sont probablement associées à une serpentinisation localisée. Cette serpentinisation pourrait atteindre 30 à 40 km de profondeur le long de certaines failles. Aussi, la présence de serpentine participe éventuellement au contrôle des cycles sismiques dans la région.

### **A haute pression (> 1 GPa), une serpentinisation accélérée mais localisée**

Quand la pression lithostatique dépasse ~700 MPa, après ~25 km de profondeur, la propagation de la serpentinisation semble limitée aux abords des failles actives (*Qin & Singh*, 2015). L'augmentation de pression s'oppose à la création de porosité, et donc à la serpentinisation elle-même. La percolation est fonction de la pression (*Gavrilenko & Gue-*

guen, 1989). De manière générale, les processus de déformation plastiques sont favorisés par l'augmentation de pression et activés par l'élévation de température (e.g. Hiraga *et al.*, 2010; Miyazaki *et al.*, 2013; Hirth & Kohlstedt, 2015; Evans & Kohlstedt, 1995; Mei & Kohlstedt, 2000a,b; Cooper & Kohlstedt, 1984; Darot & Gueguen, 1981; Gueguen & Darot, 1980, 1982). En particulier, la pression impacte fortement les processus de dissolution et recristallisation sous contrainte (Rutter, 1983), et donc la percolation des fluides car la connectivité des réseaux de fractures est réduite par la réduction de porosité, l'obturation et l'obstruction des chemins d'accès entre les pores, notamment par des processus de dissolution et recristallisation (Zhu & Wong, 1999; Quispe *et al.*, 2005; Gueguen *et al.*, 1991; Angevine & Turcotte, 1983; Bernabé & Evans, 2007). La question-même de l'existence d'une porosité à plusieurs dizaines de kilomètres de profondeur est à ce jour très controversée. Aussi, au NE du Bassin de Wharton, à partir de 25 km de profondeur, où la pression est aux environs de 700 MPa, le glissement aismique et les réactions de serpentinitisation ne semblent plus capables de générer suffisamment de porosité connectée. Sans réseau connecté permettant la percolation des fluides aqueux, la serpentinitisation se limite à la proximité directe des failles. Le contraste rhéologique entre les gouges serpentinisées et la roche saine entraîne un contraste d'impédance qui permet de localiser les failles par imagerie et interprétation sismiques (Ranero *et al.*, 2003; Shillington *et al.*, 2015; Chamot-Rooke *et al.*, 1993; Delescluse & Chamot-Rooke, 2008). La péridotite saine de la couche inférieure est donc très probablement serpentinisée le long des grandes failles qui la traversent.

La quantité de failles imagées et le nombre de séismes évoluent de façon similaire dans le Bassin de Wharton (Qin & Singh, 2015; Hill *et al.*, 2015; Duputel *et al.*, 2012; Delescluse *et al.*, 2012). Cette corrélation suggère que la déformation du manteau lithosphérique est distribuée différemment au-dessus et en-dessous de 25 km de profondeur. En surface, la péridotite est très fracturée, serpentinisée et saturée en eau; en profondeur, la péridotite est saine et cassante. (Qin & Singh, 2015) définissent ainsi une couche supérieure et une couche inférieure, séparées par un front de serpentinitisation à 25 km de profondeur. C'est aux abords de ces failles que les grands séismes de 2012 se sont initiés (Hill *et al.*, 2015; Delescluse *et al.*, 2012), occasionnant d'importantes chutes de contraintes (Qin & Singh, 2015; Duputel *et al.*, 2012).

### Flux thermique et serpentinitisation

Comme le Bassin de Wharton, le Bassin Central Indien est segmenté par une série de zones de fracture N-S ayant participé avec les premières au découplage des plaques Indienne et Australienne (Deplus *et al.*, 1998; Delescluse & Chamot-Rooke, 2007). Or, ces failles ne subissent à l'heure actuelle aucune réactivation, la déformation s'exprimant par l'inversion de failles normales E-W accommodant la compression N-S (Delescluse & Chamot-Rooke, 2008). Le flux thermique dans le Bassin Central Indien dépasse de 30 mW m<sup>-2</sup> sa valeur théorique de 55 mW m<sup>-2</sup> attendue pour le refroidissement d'une lithosphère océanique



---

crétacée (*Delescluse & Chamot-Rooke, 2008*). La circulation hydrothermale consécutive au regain de déformation a provoqué la libération de grandes quantités d'hydrogène via les réactions de serpentinisation, à l'origine des événements hydrothermaux déduits des mesures de flux (gradients thermiques non-linéaires ; *Delescluse & Chamot-Rooke, 2008*). La serpentinisation active à l'origine de cette anomalie du flux thermique dans le Bassin Central Indien n'est pas observée dans le Bassin de Wharton. *Delescluse & Chamot-Rooke (2008)* attribuent cette différence au style de déformation et au contexte tectonique différents : le Bassin de Wharton subit une déformation principalement décrochante (2 cm de cisaillement par an, failles espacées de 50 à 200 km), alors que dans le Bassin Central Indien la déformation est compressive (1 cm de raccourcissement par an, une faille E-W tous les 7 km ; *Chamot-Rooke et al., 1993*).

### **Conditions similaires à celles régnant dans le plan de Wadati-Benioff inférieur**

Les conditions de pression et de température entre 45 et 55 km de profondeur dans le Bassin de Wharton sont voisines de celles qui règnent dans la partie la moins profonde du plan de Wadati-Benioff inférieur. Les contraintes mécaniques les plus importantes que peut subir une lithosphère océanique dans la nature sont observées dans les zones de déformation intraplaque intense (*Delescluse & Chamot-Rooke, 2008; Delescluse et al., 2012; Duputel et al., 2012*) et quand cette lithosphère passe en subduction (*Stöckhert, 2002; Nishikawa & Ide, 2014; Babeyko & Sobolev, 2008; Fujita & Kanamori, 1981*). Elles peuvent atteindre 1-1,5 GPa entre 50 et 100 km de profondeur quand la plaque se détord (*Babeyko & Sobolev, 2008; Faccenda et al., 2012*). De surcroît, le faible degré de serpentinisation associé aux grands séismes d'avril 2012 s'apparente à celui régnant dans la partie la plus superficielle du plan de Wadati-Benioff inférieur, tel qu'observé par imagerie sismique (*Ranero et al., 2003; Shillington et al., 2015*) et reproduit expérimentalement (**chapitre 3**). De ce point de vue, on peut raisonnablement se demander si la sismicité intraplaque du Bassin de Wharton et la sismicité intra-slab des zones de subduction sont régies par le même mécanisme ou non.

### 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?

#### Stabilité des serpentines et sismicité

Un diagramme pression-température simplifié, inspiré du **chapitre 3**, présente les conditions de stabilité des serpentines et récapitule les conditions de pression et de température régnant dans la péridotite affectée par les grands séismes ( $M_w > 7$ ) du Bassin de Wharton ainsi que dans une lithosphère océanique plongeant en subduction [Figure 6.7].

La serpentinisation est très lente en-dessous de 100 °C, et ne s'effectue qu'en dessous de 500-600 °C (Hess, 1964, 1967). L'efficacité de la réaction est maximale aux alentours de 250-300 °C (Macdonald & Fyfe, 1985). La lithosphère imagée par le profil WG3 [Figure 6.6] est vieille d'environ 60 millions d'années. Conformément au modèle de refroidissement de McKenzie *et al.* (2005), les isothermes 100 °C, 500 °C et 600 °C se trouvent respectivement à ~7.5 km, ~32 km et 37 km de profondeur (Carton *et al.*, 2014). Hill *et al.* (2015) considèrent, d'après le modèle de diffusion de Stein & Stein (1997) et l'âge de la lithosphère (Müller *et al.*, 1997), que l'isotherme 600 °C se situe à ~30 km de profondeur.

Alors que les réflecteurs imagés 12 km (Moho) et 40 km sous le niveau de la mer, soit entre 100 et 650 °C, sont bel et bien dans le champ de stabilité des serpentines (antigorite entre 400 et 600 °C), les failles atteignant 47 km de profondeur approchent les 800 °C. Cela pose la question de la stabilité de l'antigorite.

Les profils sismiques montrent une déconnexion des réflecteurs superficiels et des réflecteurs profonds, suggérant que la serpentinisation des failles profondes n'est pas uniquement due à une circulation de fluides aqueux le long des failles. Cela a été interprété par un élargissement des failles avec la profondeur ou la percolation des fluides aqueux au travers de réseaux de fractures non-imaginés par sismique-réflexion (Ranero *et al.*, 2003; Delescluse & Chamot-Rooke, 2008). La profondeur des séismes entre 30 et 45 km (Duputel *et al.*, 2012) et la répartition du glissement calculée à partir de modèles de failles finies pour le séisme de magnitude  $M_w$  8.6 (Yue *et al.*, 2012; Wei *et al.*, 2013) indiquent qu'une partie du glissement dans la péridotite a eu lieu à une température supérieure à 600 °C. Cette observation met en lumière un défaut de compréhension de la mécanique de ces séismes (McGuire & Beroza, 2012). Leur déclenchement, comme celui des séismes du plan de Wadati-Benioff inférieur, n'est pas connu.

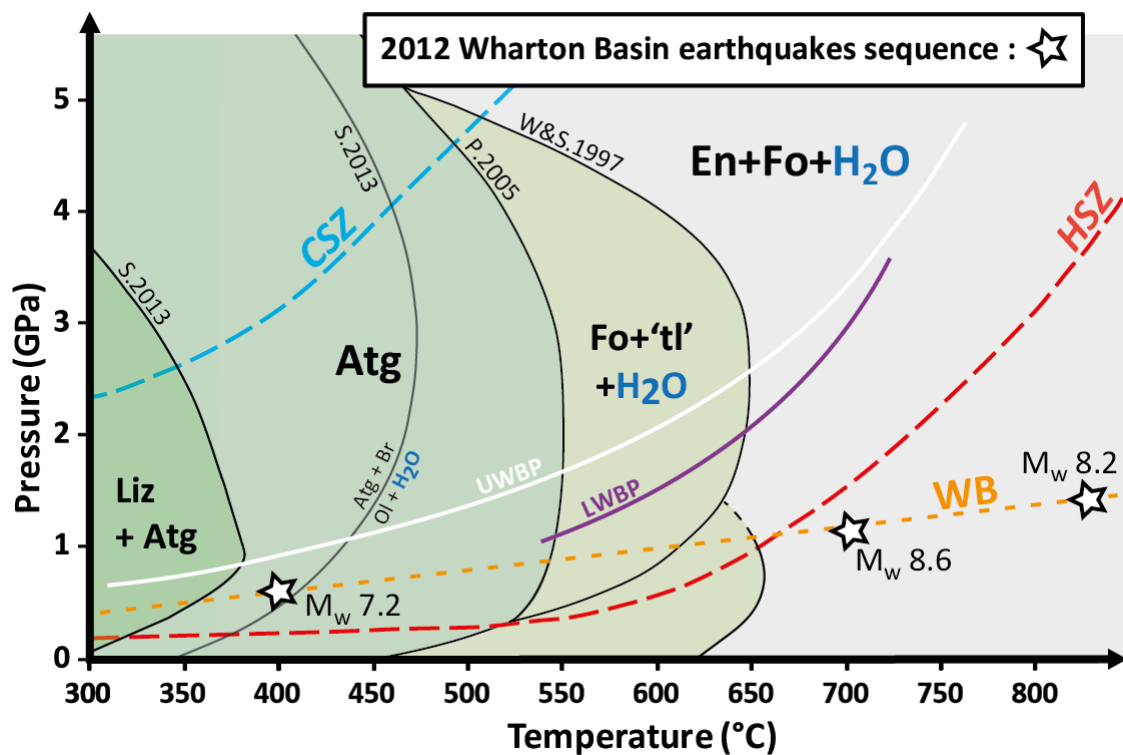


FIGURE 6.7 – Diagramme de phase du système MSH et conditions P-T dans une plaque océanique en subduction et dans le Bassin de Wharton. U/LWBP : Upper/Lower Wadati-Benioff Planes ; C/HSZ : Cold/Hot Subduction Zone ; S.2013 : *Schwartz et al.* (2013) ; P.2005 : *Perrillat et al.* (2005) ; W& S.1997 : *Wunder & Schreyer* (1997).

### Un emballement thermique accéléré par la déshydratation de l'antigorite ?

L'étude expérimentale de l'olivine en laboratoire (Boettcher *et al.*, 2007) ainsi que la profondeur habituelle des séismes océaniques (Abercrombie & Ekström, 2001) suggèrent que la rupture frictionnelle est limitée aux péridotites plus froides que 600 °C. Or, une grande partie du glissement a eu lieu entre 600 et 800 °C (Carton *et al.*, 2014; McGuire & Beroza, 2012), conditions pour lesquelles on n'attend pas de rupture frictionnelle. A 40 km de profondeur, la pression avoisine 1 GPa et la péridotite est sèche, ce qui rend la rupture frictionnelle encore moins plausible (McGuire & Beroza, 2012) et conduirait, quand la pression est très élevée et le glissement important (Qin & Singh, 2015; Hill *et al.*, 2015; Duputel *et al.*, 2012), à la fusion de la roche sur le plan de faille (Kanamori *et al.*, 1998). D'autre part, lors des séismes océaniques profonds tels que ceux d'avril 2012, la part d'énergie relâchée sous forme d'ondes acoustiques est significativement au-dessus de la moyenne (Choy & McGarr, 2002). Ces observations, ainsi que les modélisations numériques (Duputel *et al.*, 2012) suggèrent une chute vertigineuse de la résistance mécanique de la surface de faille lors du séisme, ce qui va dans le sens des modèles de rupture activée thermiquement (Kelemen & Hirth, 2007; John *et al.*, 2009; Prieto *et al.*, 2013).

Hill *et al.* (2015) notent qu'en ces conditions de haute pression (~1 GPa) et de température supérieure à 600 °C, la rupture sismique du manteau lithosphérique est très improbable (Chen & Molnar, 1983; Kirby & Kronenberg, 1987; Abercrombie & Ekström, 2001; McGuire & Beroza, 2012). A ces conditions de haute pression, le phénomène de dilatance associé aux failles est très faible (Hill *et al.*, 2015), ce qui est très défavorable à la déformation cassante, sauf si l'élévation de température pendant le tremblement de terre est compatible avec une fusion de la roche (Kanamori *et al.*, 1998).

Le mécanisme alternatif à considérer dans le déclenchement de ces séismes doit faire intervenir la chaleur (McGuire & Beroza, 2012). Il est en effet possible que la composante verticale du glissement ait été générée par un processus d'affaiblissement thermique (Kanamori *et al.*, 1998; Di Toro *et al.*, 2006; Kelemen & Hirth, 2007; Brown & Fialko, 2012; McGuire & Beroza, 2012; Hill *et al.*, 2015). De nombreux auteurs optent pour un mode de rupture nécessitant la chaleur générée par le cisaillement rapide de bandes mylonitiques entraînant un emballement thermique, puis aboutissant à une localisation de la déformation sous forme de ruptures visqueuses (Kelemen & Hirth, 2007). Ce mécanisme d'emballement thermique affecterait une péridotite sèche entre 600 °C et 800 °C (Kelemen & Hirth, 2007).

Néanmoins, les observations de sismique réflexion (Ranero *et al.*, 2003; Ivandic *et al.*, 2010; Shillington *et al.*, 2015) et les récents résultats expérimentaux (**chapitre 3**) suggèrent que l'antigorite est bel et bien présente au niveaux des grandes failles mantelliques et que sa déshydratation peut être liée au déclenchement de ces tremblements de terre [Figure 6.8]. La compréhension du phénomène complexe de déclenchement de ces séismes réside probablement dans l'intégration de deux modèles : le modèle de localisation de la déformation par emballement thermique (Kelemen & Hirth, 2007) et le modèle de transfert de

contrainte induit par la déshydratation de l'antigorite (**chapitre 3**). L'affaiblissement dynamique, nécessaire à la rupture, pourrait ainsi être déclenché ou entretenu par la déstabilisation d'antigorite à proximité de la surface de faille. Chaque incrément de glissement provoquerait un incrément d'élévation de la température, favorisant à son tour le glissement par déshydratation.

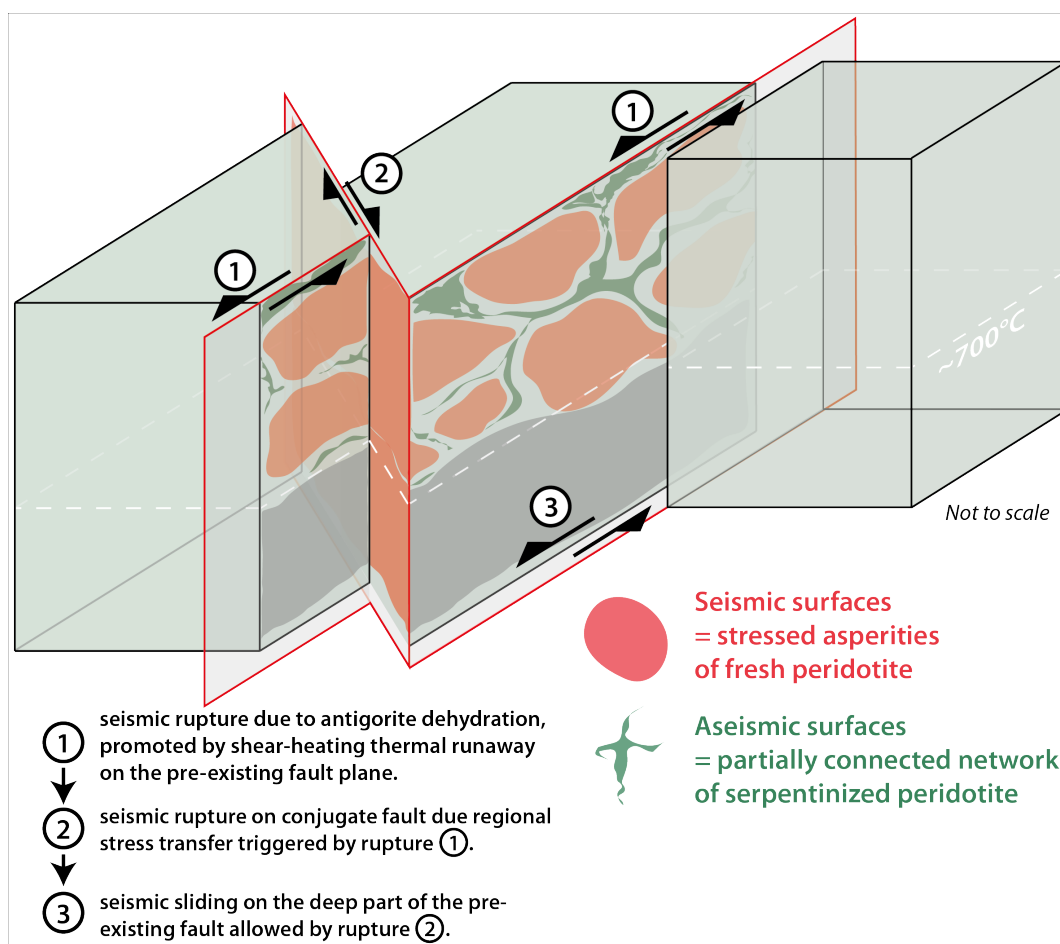


FIGURE 6.8 – Schéma représentant la séquence de ruptures sismiques associée au mécanisme d'emballement thermique pouvant être accéléré par la déshydratation de l'antigorite.

La présence d'antigorite au voisinage de l'isotherme 600 °C à ~1 GPa est corrélée avec le déclenchement de séismes. Dans l'hypothèse où les séismes d'avril 2012 sont la conséquence d'un transfert de contraintes dû à la déshydratation de l'antigorite, cela signifierait qu'entre 600 et 800 °C la déshydratation locale d'antigorite nécessiterait simplement l'apport de chaleur généré par un glissement stable sur la faille. Le phénomène d'emballement thermique (*Kelemen & Hirth, 2007*) peut sembler suffisant pour enclencher la déshydratation de l'antigorite.

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?

---

**Remarque :** Notons que, si l'emballement thermique est suffisant pour atteindre la fusion partielle de la péridotite ( $\sim 1300$  °C), un phénomène similaire peut avoir lieu en l'absence d'antigorite. Le transfert de contraintes s'effectuerait alors des zones prêtes à fondre vers le squelette encore robuste. Cela signifie que ce mécanisme est probablement à l'œuvre à des profondeurs avoisinant ou dépassant 70 km de profondeur.

### Serpentinisation, orientation des structures et chute de contraintes

*Hill et al.* (2015) discutent de la grande variabilité des chutes de contraintes associées à ces séismes. Les grands séismes affectant le manteau lithosphérique océanique à proximité des failles transformantes comptent généralement assez peu de répliques, ce qui suggère une chute « totale » de la contrainte différentielle (*Antolik et al.*, 2006). C'est en effet ce qui observé pour la rupture de direction WNW-ESE du choc principal (Mw 8.6) de la séquence d'avril 2012, avec une chute de contrainte de  $\sim 25$  MPa (*Hill et al.*, 2015). En revanche, la chute de contrainte est bien moins importante dans la direction des failles transformantes (SSW-NNE). Cette différence est probablement due à un plus grand nombre de failles et à l'intensité de la serpentinisation du réseau dans cette direction entraînant une lubrification plus efficace (*Francis*, 1981).

La contrainte maximale en compression au NE du Bassin de Wharton est orientée NW-SE [Figure 6.5], et l'azimut des transformantes permet d'accommoder une partie de la déformation associée. Les séismes de 2012 montrent des mécanismes au foyer compatibles avec la formation de failles conjuguées à ces failles transformantes réactives (*Duputel et al.*, 2012). Les séismes de 2012 pourrait être associés à la formation de certaines de ces failles [Figure 6.5] que l'on a assisté en 2012.

### Le séisme de janvier 2012 : serpentinisation ou déserpentinisation ?

Le séisme de janvier 2012 s'est initié à 20 km sous le plancher océanique. La pression y est d'environ 600 MPa et la température de  $\sim 400$  °C (*Qin & Singh*, 2015) [Figure 6.6], ce qui correspond aux limites de stabilité de la lizardite et de l'assemblage antigorite-brucite respectivement [Figure 6.7] (*Schwartz et al.*, 2013). Le modèle de transfert de contrainte induit par la déshydratation (**chapitre 3**) pourrait s'appliquer à la phase hydratée qu'est la lizardite.

Néanmoins, un autre processus pourrait-être à l'œuvre. En effet, généralement, plutôt que de se déshydrater, la lizardite (serpentine de moyenne pression et basse température, évolue vers la variété de serpentine de haute température : l'antigorite. Le passage de l'un à l'autre n'induit pas de déshydratation significative, mais une diminution de volume par l'évolution progressive de la forme des feuilletés et de leur organisation les uns par rapport aux autres. Cette transformation est nécessairement favorisée par la circulation de fluides.

D'autre part, considérant qu'un incrément de mouvement accommodé par le glissement

---

sur la faille, sismique ou asismique, entraîne un incrément de serpentinisation par la mise en connexion, au moins transitoire, de réseaux de fractures, on peut imaginer qu'il existe un seuil à partir duquel la distance entre deux failles serpentinisées ne suffit plus à supporter les contraintes. L'intensité de la contrainte est alors maximale et pourrait bel et bien être à l'origine du déclenchement d'un séisme dans le volume de péridotite saine encerclé par ces failles. Ce séisme serait alors un « séisme de serpentinisation ». En d'autres termes, la serpentinisation assistée par incrément de percolation est très comparable à un phénomène de corrosion sous contrainte (*Gamboa & Atrens, 2003*) à la manière de la rouille qui sectionne lentement une plaque de fer en présence d'une circulation d'eau, la serpentinisation semble étendre et affaiblir les failles jusqu'à la rupture des zones les moins altérées.

Ce processus pourrait être modélisé de la même manière que les séismes de « déserpentinisation » (**chapitre 3**). Pendant la déserpentinisation, c'est l'augmentation du contraste rhéologique entre l'encaissant et la faille qui génère une instabilité mécanique ; dans le cas de la serpentinisation, c'est la dimension relative des failles et des volumes de roche saine qui évolue. Dans un cas comme dans l'autre, il s'agit d'un problème de percolation. Le séisme de janvier 2012 pourrait donc être associé à la déstabilisation de la lizardite ou de l'assemblage antigorite-brucite, ou encore à la croissance de la serpentinisation.

Ces mécanismes faisant intervenir les transformations minéralogiques et mettant au premier plan les phases hydratées sont un complément crédible au processus d'emballement thermique. Ignorer cette alternative reviendrait à suggérer que la transition fragile-ductile (600 °C) se situe bien plus en profondeur que ce qui est considéré dans l'ensemble des travaux sur le Bassin de Wharton (*Hill et al., 2015*). Penser l'interaction entre sismicité et transformations minérales en termes de percolation est une alternative sérieuse à l'idée de repenser de fond en comble le calcul du géotherme océanique.

---

## SUBDUCTION DE LA MICROPLAQUE DE GORDA : UNE STRUCTURE SISMIQUE DOUBLE ATYPIQUE

Une double zone de Wadati-Benioff atypique pourrait apporter un éclairage supplémentaire. Entre la faille de *San Andreas* et la plaque *Juan de Fuca* se situe la micro-plaque de Gorda. La très jeune lithosphère de la Plaque Gorda (< 10 Ma) plonge en subduction sous le nord de la Californie et l'Etat de Washington. Une double zone de Wadati-Benioff est observée (*Smith et al.*, 1993; *McCrory et al.*, 2012), avec comme possible explication la déshydratation d'une phase hydroxylée. Cependant, les plans de Wadati-Benioff supérieur et inférieur se situent entre 15 et 20 km et entre 18 et 35 km respectivement, à des pressions inférieures à  $\sim 700$  et  $\sim 900$  MPa.

Le plan de Wadati-Benioff inférieur est généralement observée à partir de 35 km de profondeur (*Yamasaki & Seno*, 2003; *Peacock*, 2001; *Brudzinski et al.*, 2007). Toutefois, dans certains cas, lorsque des lithosphères très jeunes (< 10 Ma) plongent en subduction, le plan de Wadati-Benioff inférieur est observé dès  $\approx 18$  km au Cap Mendocino et sous les états de Washington et de l'Oregon (*Smith et al.*, 1993; *McCrory et al.*, 2012). Aussi, comme suggéré au **chapitre 1**, il semble nécessaire de revoir la définition des séismes intermédiaires, en préférant classer les séismes par mécanisme déclencheur plutôt que par profondeur.





---

## LES MONTAGNES DU NORD

Laboratoire immense, livre ouvert à nos yeux  
Les montagnes d'ici savent se faire Reines  
Du lecteur attentif qui voit aventureux  
Une planète où tout se met si bien en scène

Les saveurs de la vase et de la gazoline  
Font étrange mélange, à faire sembler fou  
Peu importe à celui qui alors s'imagine  
Redessiner l'allure des structures dessous

Sillonnant sans relâche ces sentiers hasardeux  
S'arrêter un instant, corriger la chanson  
Braver les éléments d'un pays bien pluvieux  
Saisir le mouvement, comprendre l'horizon

Laboratoire immense ouvert à nos regards  
Les montagnes d'ailleurs ont encore tant à dire  
A celui qui arpente ces quantités d'hectares  
D'une planète où tout nous reste à éclaircir

Demain les étudiants resteront amassés  
Contemplant par nos dires ces temps qui nous dépassent  
La Terre répond juste aux questions bien posées  
Redessinant sans cesse le corset qu'on lui passe.

*4 juillet 2014 – Aéroport de Copenhague  
– Aéroport Charles de Gaulle, Paris  
Augmenté le 17 août 2016 à l'Ecole Normale Supérieure*



# **Annexes**



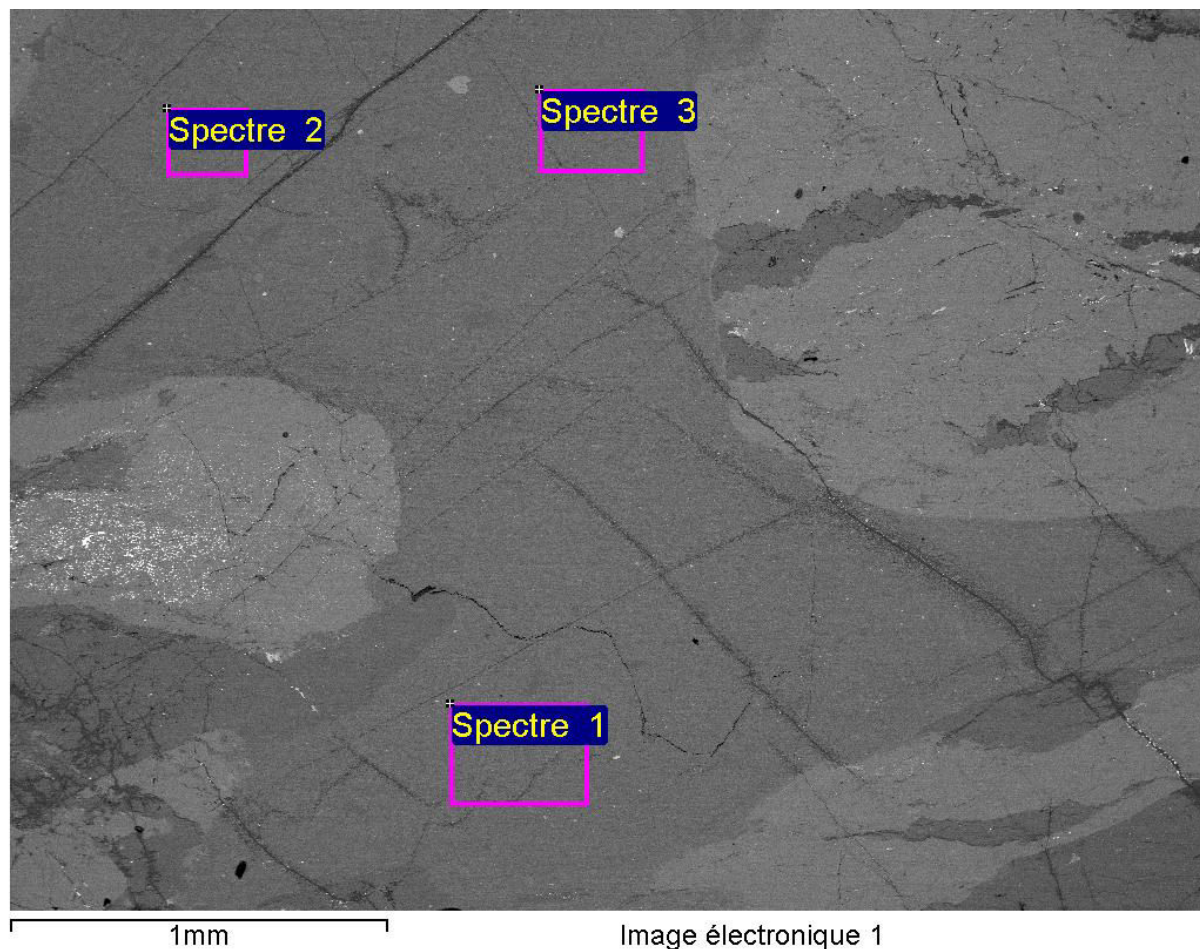
---

## ANNEXE 1

Mesures EDS dans l'injectite pluricentrimétrique de l'échantillon E3b, étudié **au chapitre 3**. L'injectite pluricentrimétrique présente contient des cristaux nanométriques à micrométriques d'olivine, de spinelle et de pyroxènes. Ces phases sont « pures » et rejettent notamment le sodium, qui reste dans le liquide silicaté au cours de l'aspiration par les fentes en tension. Par cristallisation fractionnée, la composition chimique des poches amorphes en périphérie de cette fracture se rapproche de celle d'une bytownite.

**Série 1 : analyses MEB-EDS de l'injectite pluricentimétrique de l'échantillon E3b (% atomique)**

**Analyse réalisée à intervalle régulier d'environ 50 mm depuis l'embranchement de l'injectite sur la surface principale de glissement. L'injectite mesure environ 3 cm.**

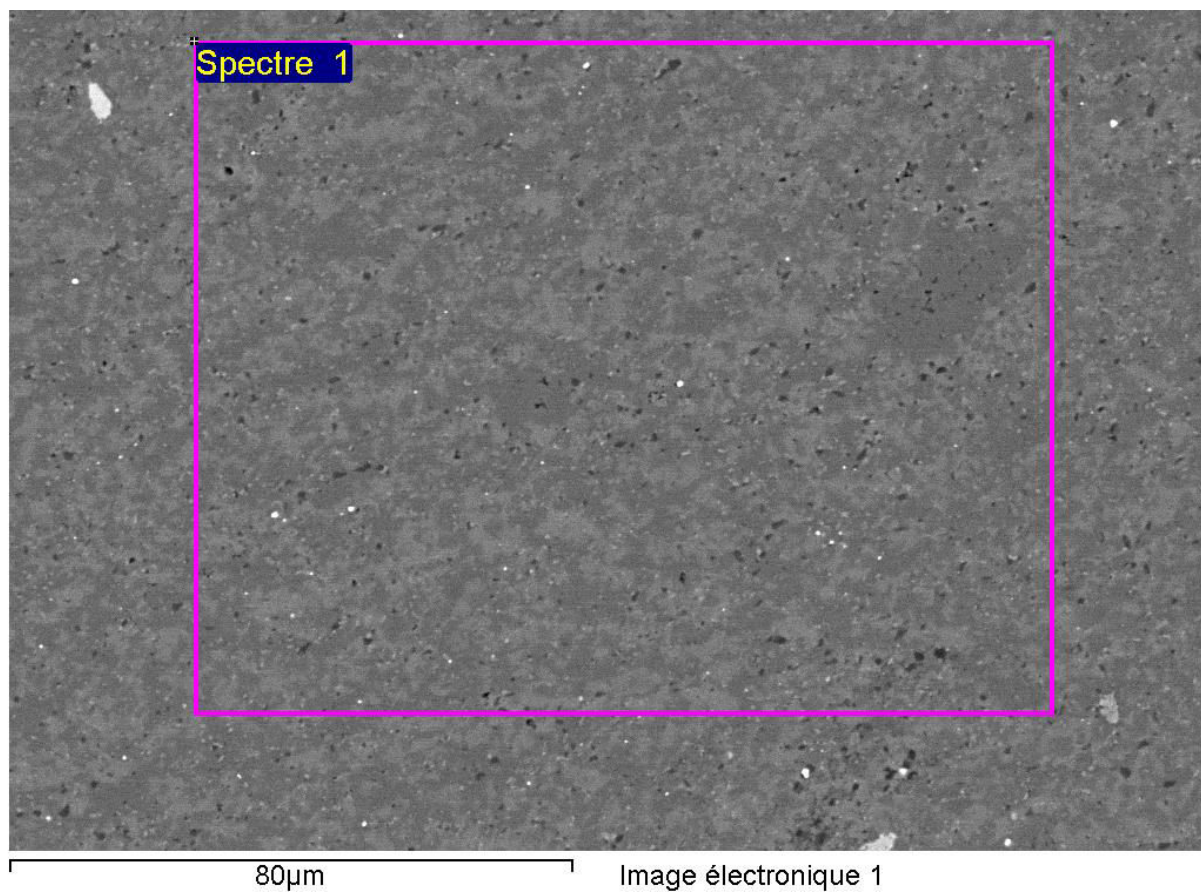


Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

Spectre	En stats	O	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	60.21	16.16	1.11	17.53	3.09	0.16	1.75
Spectre 2	Oui	59.81	15.89	1.15	17.97	3.29	0.15	1.75
Spectre 3	Oui	60.44	15.23	1.23	17.84	3.36	0.16	1.74

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?

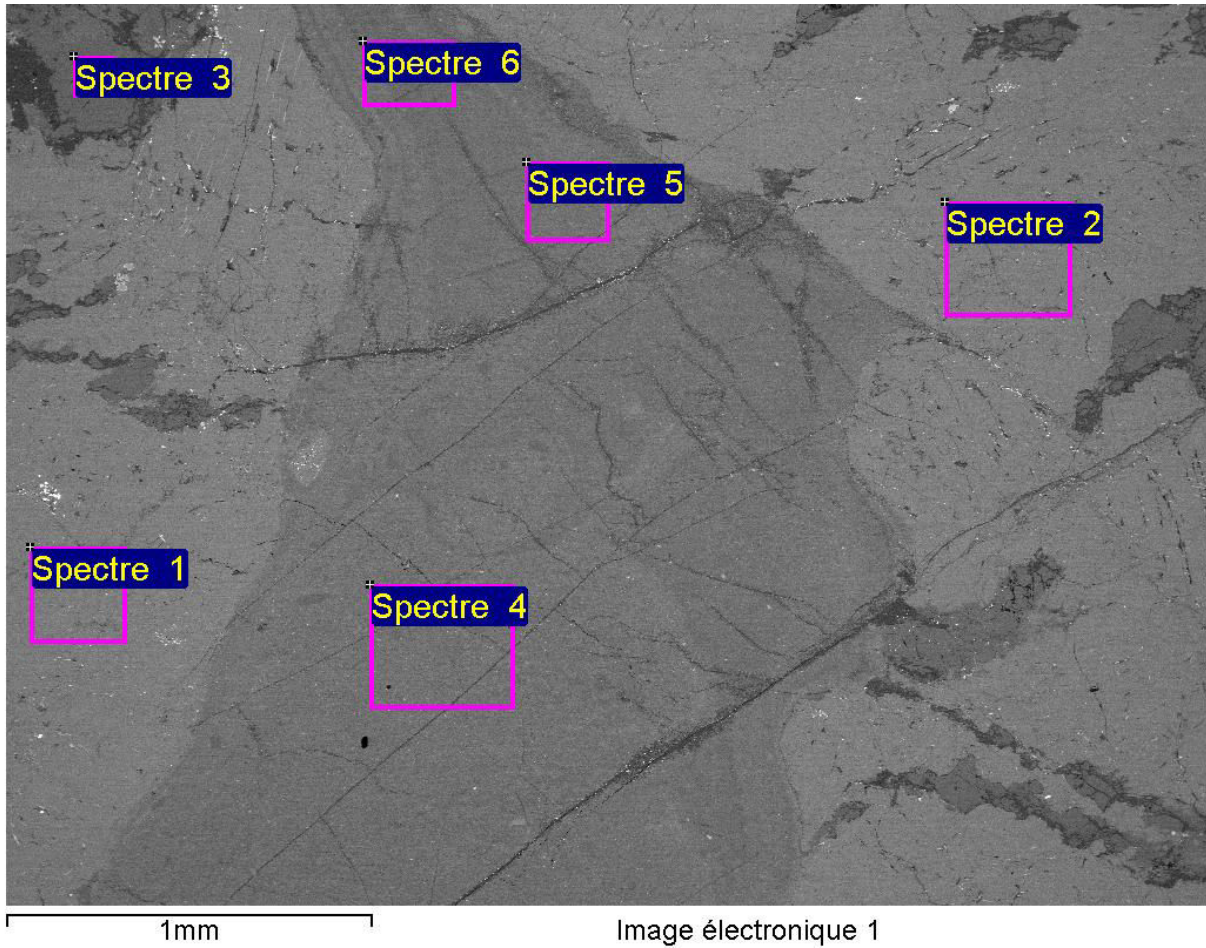
---



Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

Spectre	En stats	O	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	60.27	16.05	1.10	17.56	3.09	0.15	1.77

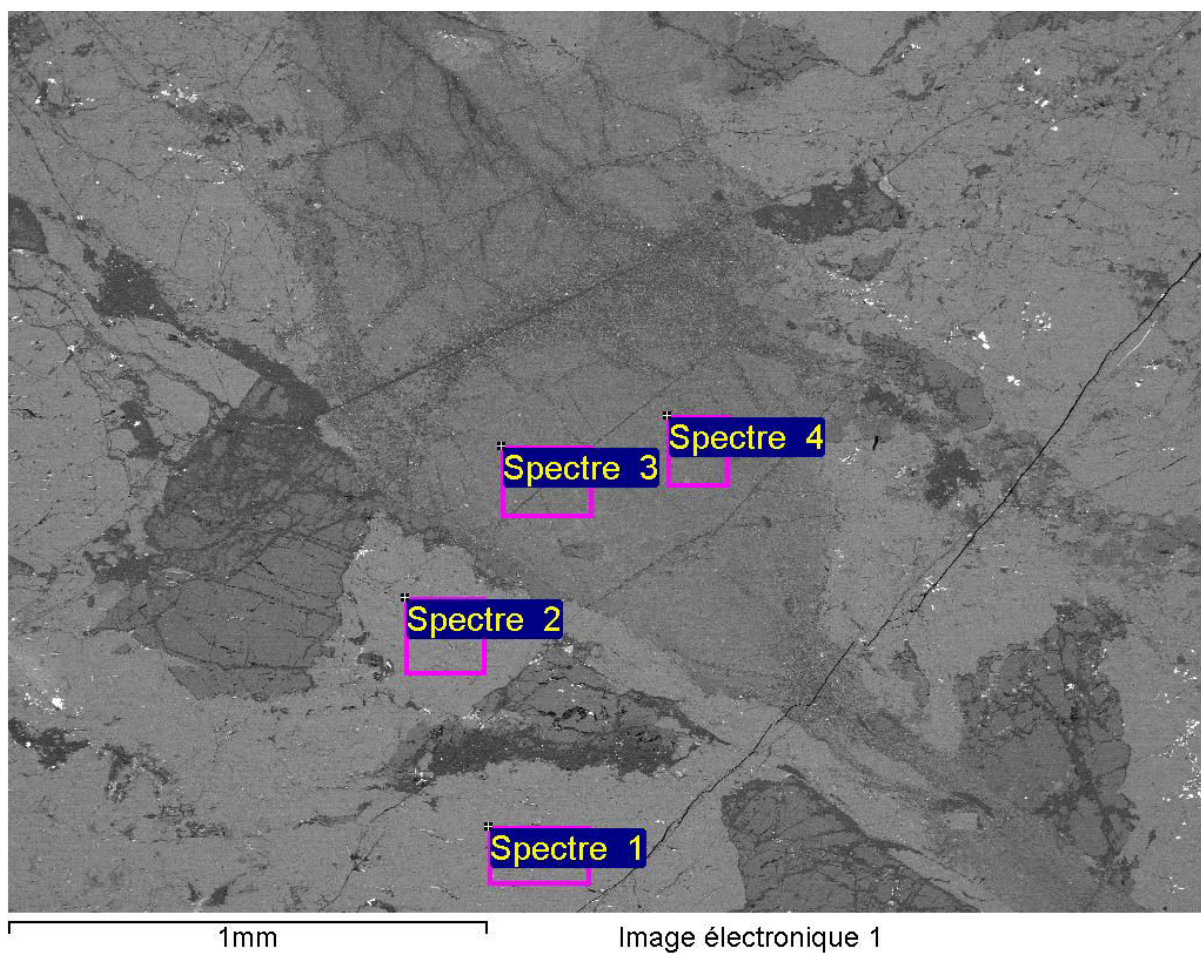




Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

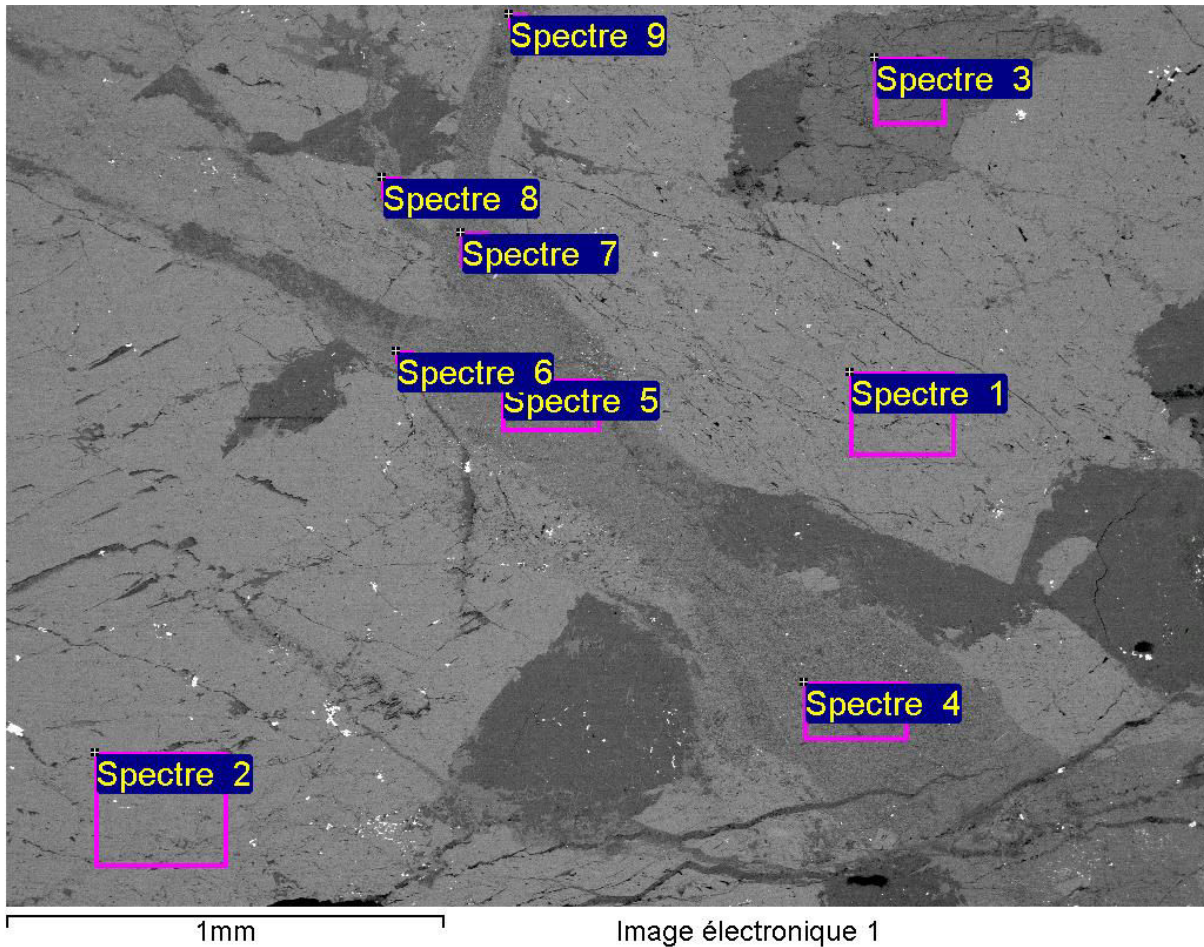
Spectre	En stats	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	59.98	0.47	8.35	1.62	19.61	8.63	0.09	0.30	0.96
Spectre 2	Oui	60.84	0.44	8.59	1.60	19.29	8.11		0.27	0.87
Spectre 3	Oui	59.64		16.49	1.14	19.99	0.15		0.13	2.46
Spectre 4	Oui	59.88		15.66	1.28	17.79	3.37		0.17	1.86
Spectre 5	Oui	60.34		14.93	1.37	18.04	3.41		0.15	1.75
Spectre 6	Oui	60.32		15.02	1.36	18.07	3.23		0.15	1.84

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?



Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

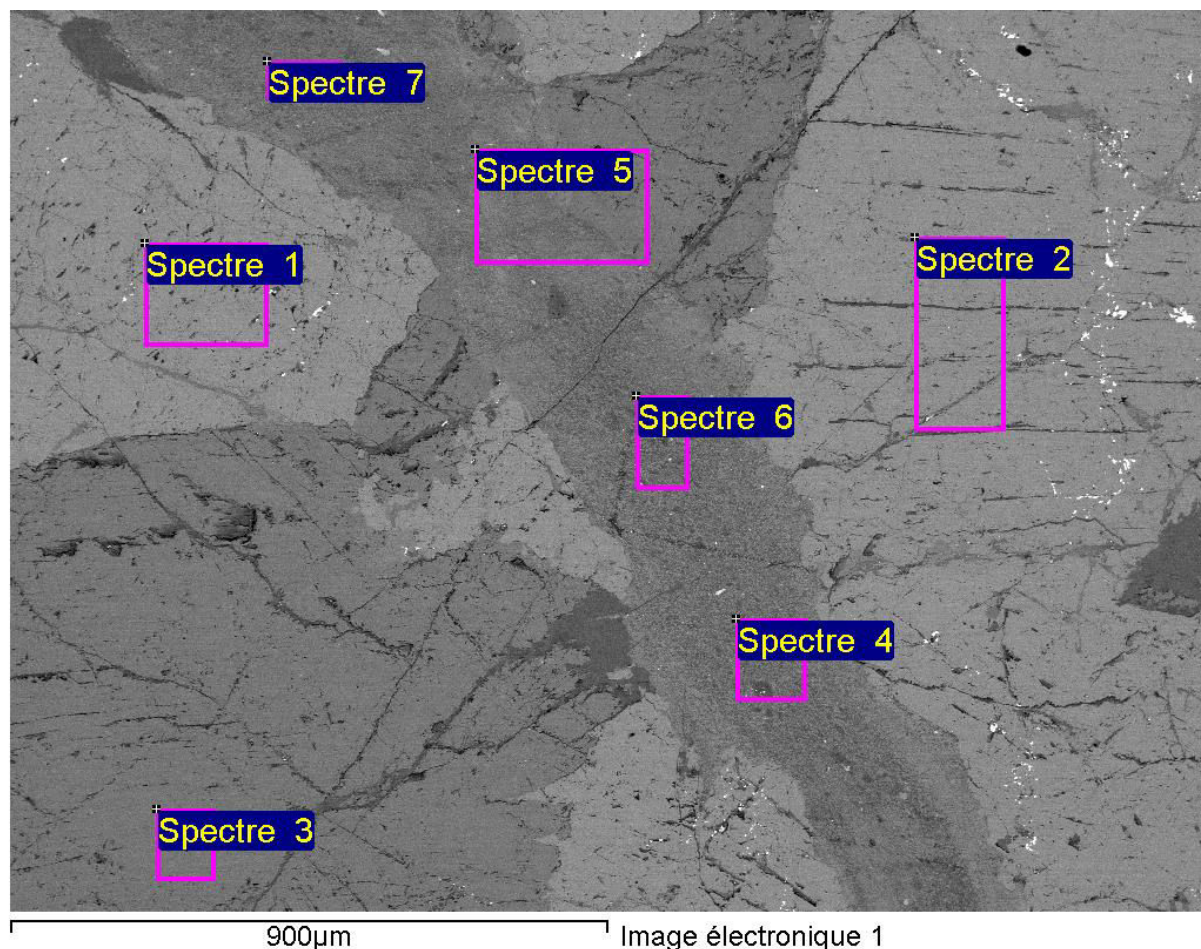
Spectre	En stats	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	59.81	0.38	8.67	1.51	19.77	8.68	0.22	0.96
Spectre 2	Oui	59.91	0.40	8.79	1.64	19.47	8.57	0.28	0.94
Spectre 3	Oui	59.77		15.45	1.30	18.22	3.28	0.15	1.83
Spectre 4	Oui	60.04		16.14	1.36	17.49	2.89	0.17	1.92



Option Mise en forme :Tous les éléments analysés (Normalisé)

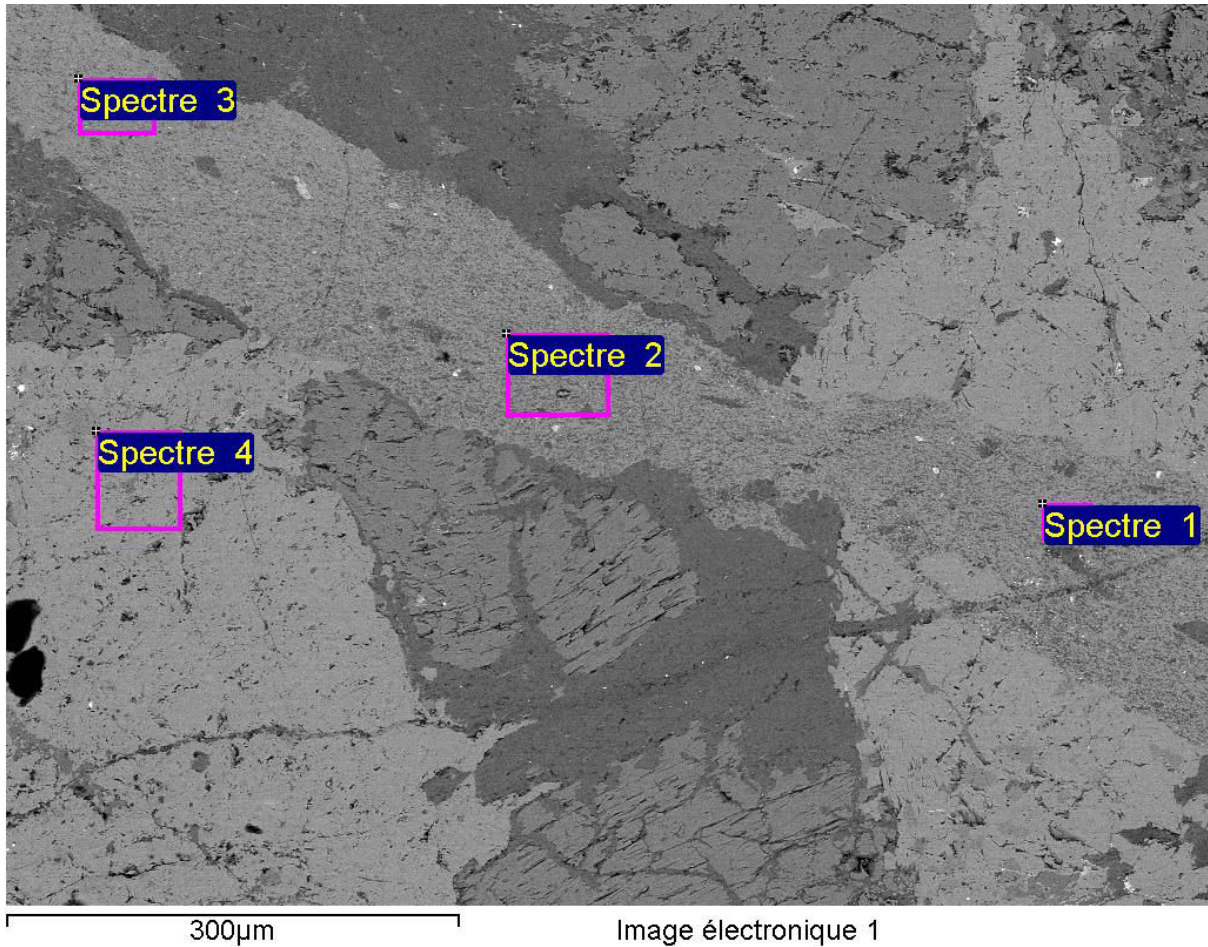
Spectre	En stats	O	Na	Mg	Al	Si	S	Ca	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	60.17	0.44	8.48	2.41	19.23		8.15	0.09	1.03
Spectre 2	Oui	59.53	0.38	8.64	2.14	19.80		8.42		1.09
Spectre 3	Oui	59.84		15.63	2.09	19.81		0.21		2.42
Spectre 4	Oui	62.07		12.05	1.25	19.18		4.10	0.13	1.24
Spectre 5	Oui	61.40		11.49	1.17	19.68	0.20	4.47	0.15	1.43
Spectre 6	Oui	61.60		11.31	1.33	19.15		5.11	0.18	1.32
Spectre 7	Oui	61.94		11.91	1.25	19.14		4.24	0.17	1.34
Spectre 8	Oui	61.68		11.79	1.46	19.15		4.33	0.18	1.42
Spectre 9	Oui	61.11		11.94	1.54	19.06	0.24	4.53	0.16	1.42

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?



Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

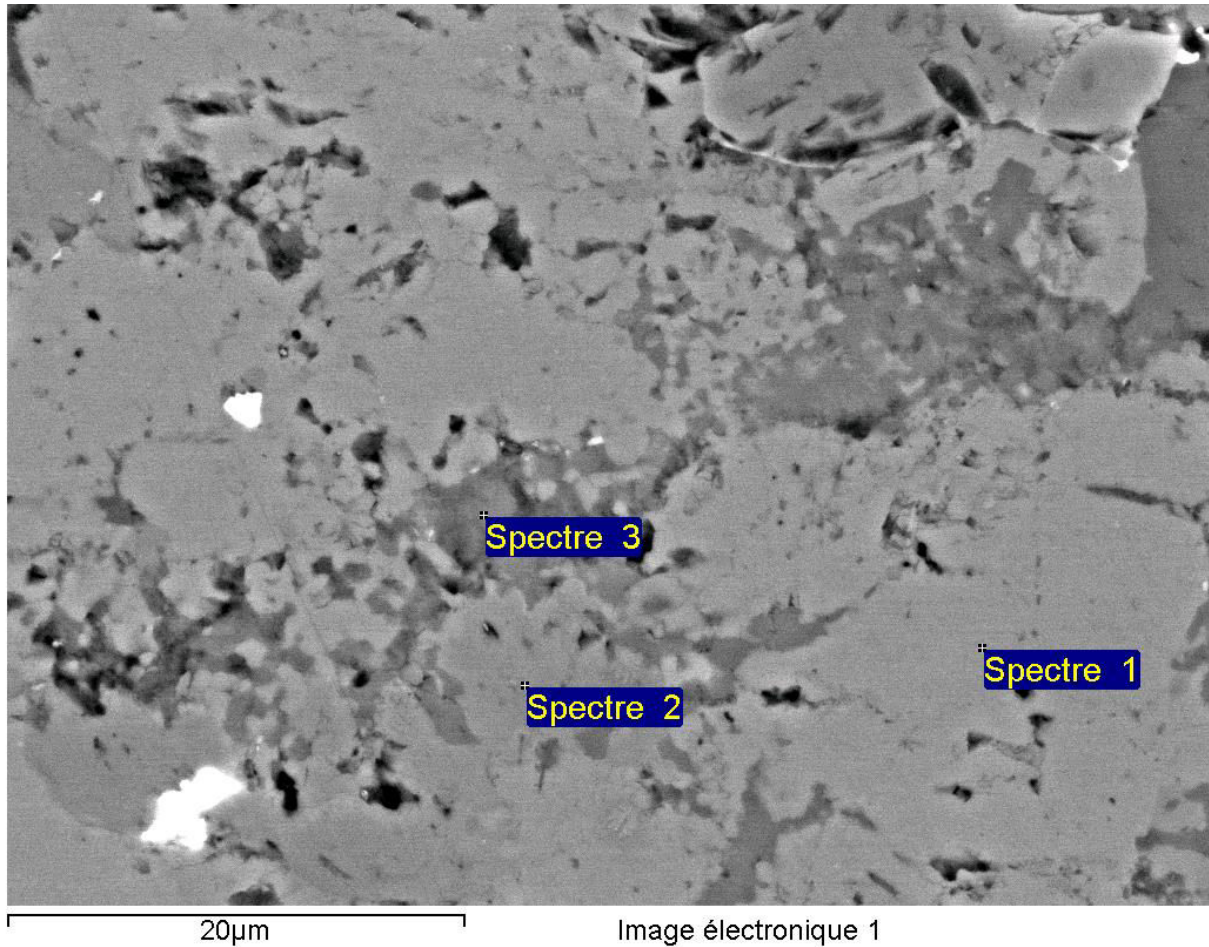
Spectre	En stats	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	59.98	0.56	8.05	2.70	19.11	8.50	0.12		0.98
Spectre 2	Oui	60.53	0.44	8.14	2.61	19.05	8.11	0.13		1.00
Spectre 3	Oui	59.20		15.94	2.31	19.83	0.19			2.53
Spectre 4	Oui	62.26		12.86	1.39	19.02	3.25		0.13	1.08
Spectre 5	Oui	61.70		14.19	1.79	18.58	1.96		0.11	1.67
Spectre 6	Oui	62.52		12.97	1.32	18.84	3.22		0.16	0.97
Spectre 7	Oui	62.49		13.17	1.29	18.36	3.16		0.16	1.37



Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

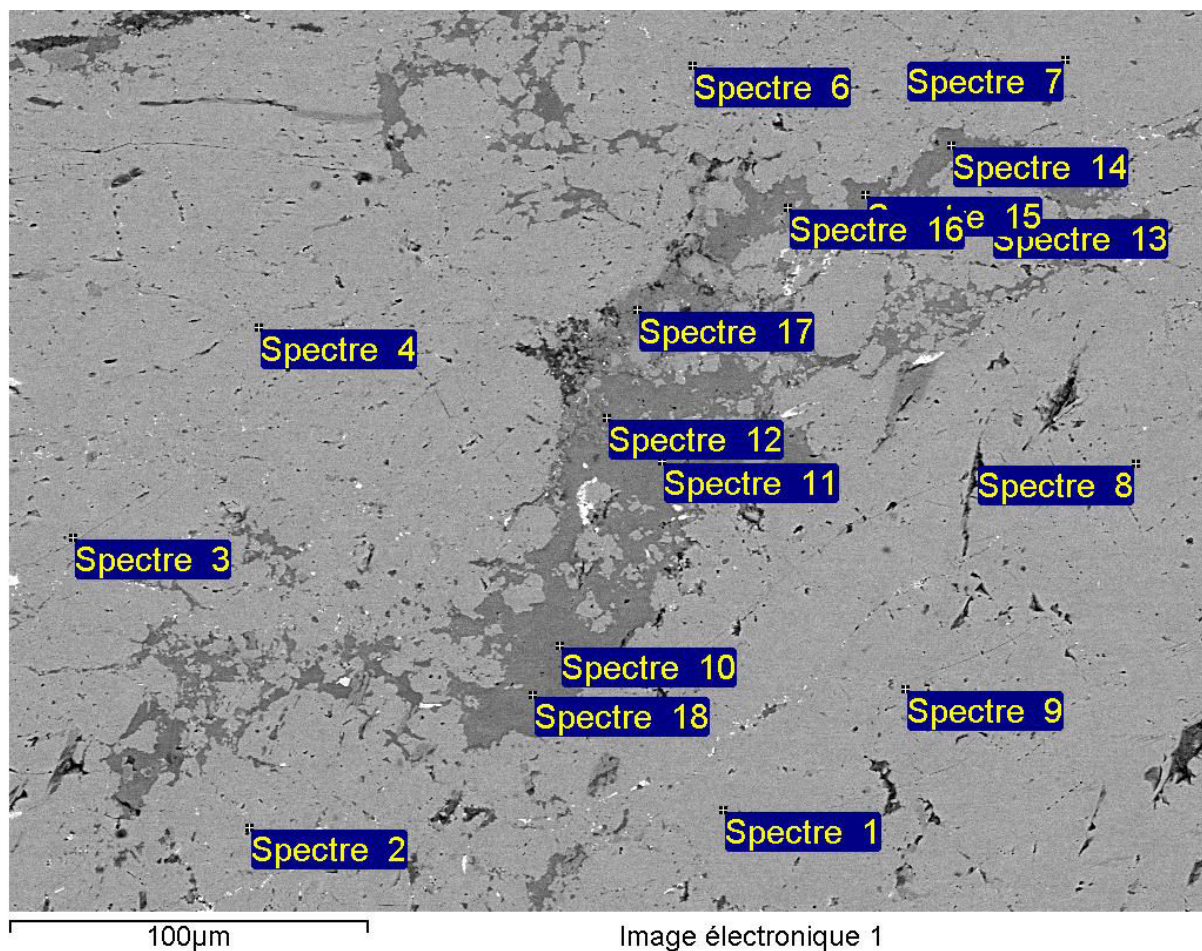
Spectre	En stats	O	Na	Mg	Al	Si	K	Ca	Ti	Cr	Fe
Spectre 1	Oui	61.60	0.18	10.83	1.14	19.25		5.71		0.15	1.13
Spectre 2	Oui	61.74	0.17	10.95	1.29	19.03	0.11	5.35		0.15	1.22
Spectre 3	Oui	60.71	0.21	9.93	1.09	19.91		6.68		0.17	1.30
Spectre 4	Oui	60.39	0.51	7.90	2.60	19.28		8.34	0.12		0.86

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?



Option Mise en forme : Tous les éléments analysés (Normalisé)

Spectre	En stats	O	Na	Mg	Al	Si	K	Ca	Ti	Fe
Spectre 1	Oui	58.98	0.34	9.40	1.44	20.50		8.30		1.04
Spectre 2	Oui	60.53	1.98	8.30	6.09	15.87	0.19	4.51	1.06	1.47
Spectre 3	Oui	63.13	0.28	4.84	11.94	13.95		4.42		1.43

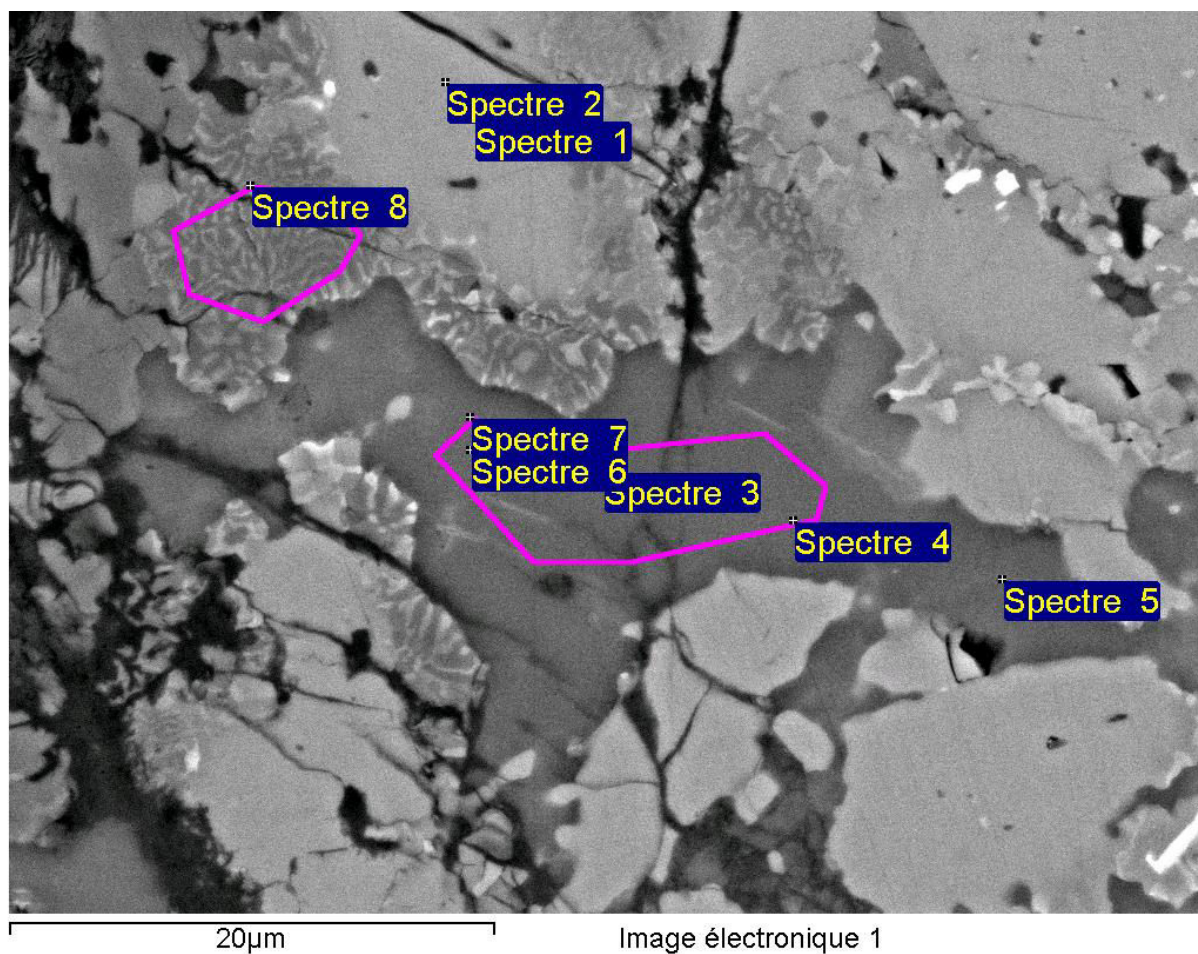


Option Mise en forme :Oxygène par stoechiométrie (Normalisé)

Spectre	En stats	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Cr	Fe	O
Spectre 1	Oui	0.48	8.13	2.11	19.34	8.50	0.16	0.20	0.89	60.20
Spectre 2	Oui	0.53	8.47	1.61	19.78	8.76			0.68	60.16
Spectre 3	Oui	0.49	8.25	1.95	19.55	8.68		0.14	0.77	60.17
Spectre 4	Oui	0.48	8.53	1.44	19.89	8.63		0.13	0.67	60.22
Spectre 5	Oui		8.54	1.65	19.72	8.91		0.15	0.73	60.31
Spectre 6	Oui	0.48	8.52	1.65	19.75	8.74			0.69	60.16
Spectre 7	Oui	0.47	8.20	2.17	19.35	8.61		0.14	0.92	60.14
Spectre 8	Oui		8.37	1.90	19.69	8.60		0.16	0.93	60.36
Spectre 9	Oui		8.62	1.45	20.06	8.77			0.70	60.39
Spectre 10	Oui	2.21		12.72	18.17	5.19				61.71
Spectre 11	Oui	1.36		13.64	17.31	5.97				61.72
Spectre 12	Oui	1.15	3.52	11.30	17.57	4.65			0.49	61.32
Spectre 13	Oui		8.32	2.13	19.55	8.80			0.90	60.31
Spectre 14	Oui	1.82		13.24	17.66	5.60				61.68
Spectre 15	Oui	1.29		13.84	17.10	6.08				61.69
Spectre 16	Oui	1.26		13.56	17.29	6.16				61.72
Spectre 17	Oui		16.47		20.55	0.14			2.56	60.28
Spectre 18	Oui	1.77	1.00	11.81	18.07	5.80				61.55

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?

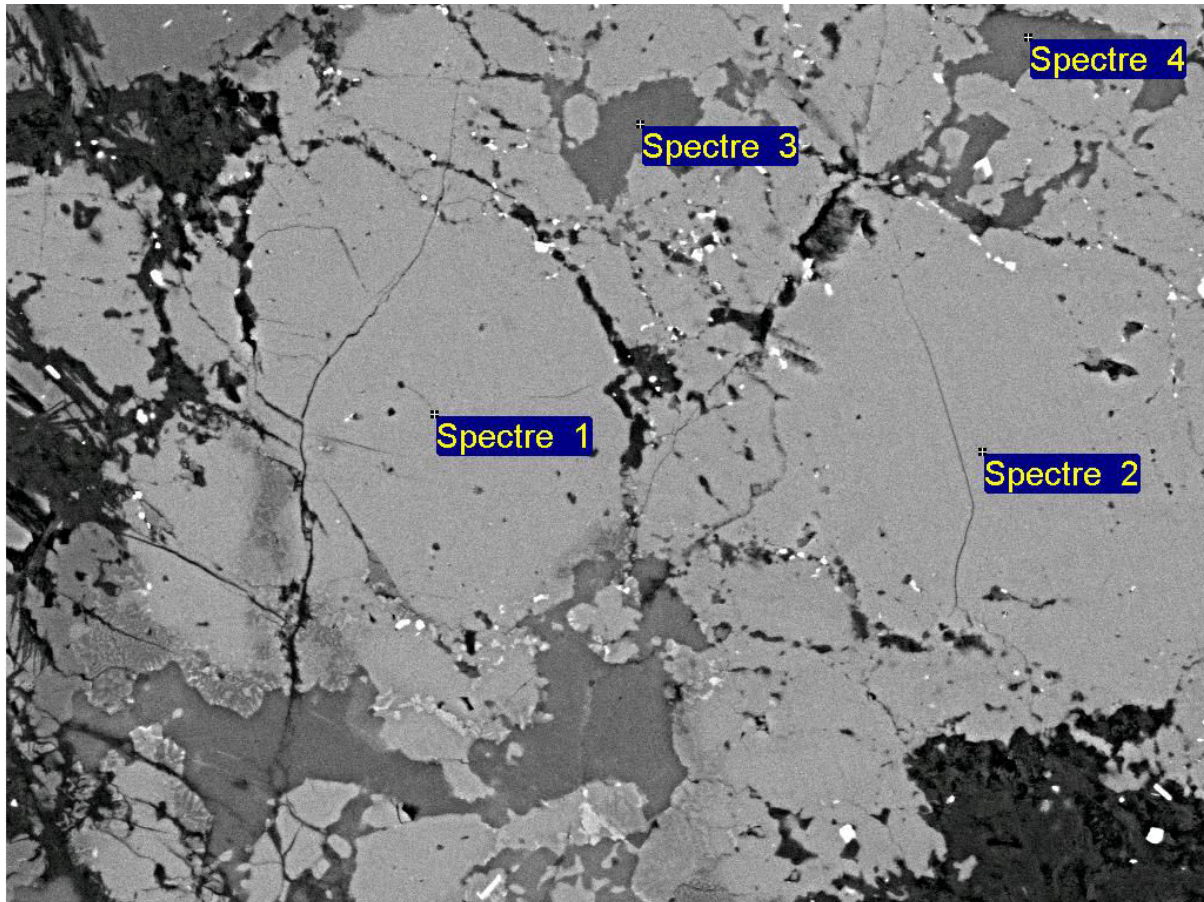
### Série 2 : Poches amorphes périphériques



Option Mise en forme :Oxygène par stoechiométrie (Normalisé)

Spectre	En stats	Na	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe	O
Spectre 1	Oui	0.39	8.39	1.54	19.65	8.77	0.24	0.86	60.17
Spectre 2	Oui	0.39	8.38	1.71	19.57	8.71	0.22	0.85	60.17
Spectre 3	Oui	2.76		12.01	18.84	4.65			61.74
Spectre 4	Oui	2.91		11.99	18.92	4.44			61.73
Spectre 5	Oui	2.83		11.91	19.10	4.33			61.82
Spectre 6	Oui	2.74		12.18	18.73	4.63			61.72
Spectre 7	Oui	2.68	1.49	11.77	18.20	4.22		0.26	61.37
Spectre 8	Oui	0.10	14.57	8.71	14.37	0.25		2.66	59.34





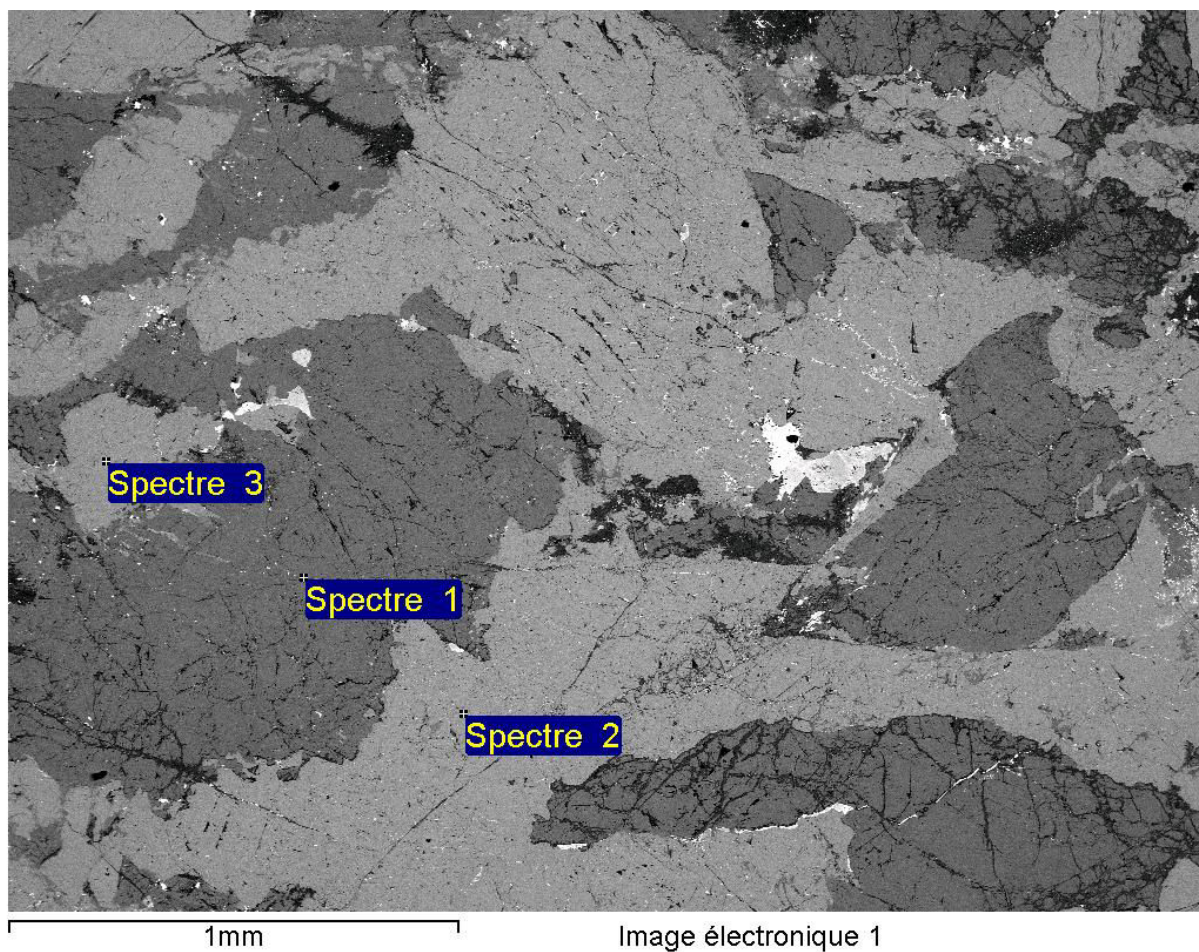
60µm

Image électronique 1

Option Mise en forme :Oxygène par stoechiométrie (Normalisé)

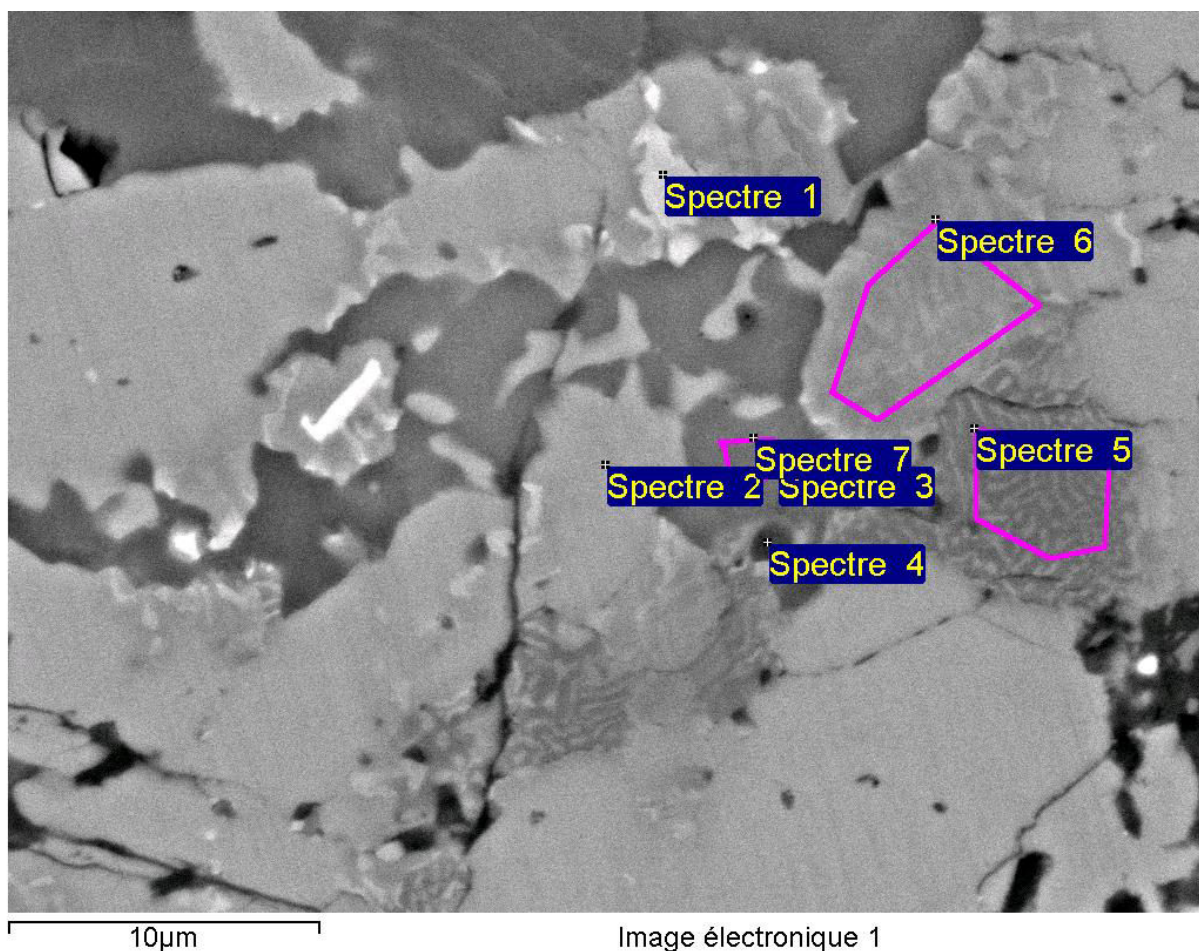
Spectre	En stats	Na	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe	O
Spectre 1	Oui	0.37	8.44	1.57	19.63	8.84	0.16	0.84	60.15
Spectre 2	Oui	0.41	8.39	1.51	19.74	8.72	0.19	0.85	60.19
Spectre 3	Oui	2.29		12.59	18.09	5.40			61.62
Spectre 4	Oui	1.79		13.18	17.71	5.62			61.70

## 6.6 La serpentine : clé du mécanisme de la rupture sismique dans le manteau ?



Option Mise en forme :Oxygène par stoechiométrie (Normalisé)

Spectre	En stats	Na	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe	O
Spectre 1	Oui		15.46	1.66	19.74	0.58		2.29	60.28
Spectre 2	Oui	0.53	8.24	1.73	19.56	8.68	0.25	0.86	60.14
Spectre 3	Oui	0.41	8.20	1.72	19.54	8.78	0.28	0.89	60.17



Option Mise en forme :Oxygène par stoechiométrie (Normalisé)

Spectre	En stats	Na	Mg	Al	Si	Ca	Cr	Fe	O
Spectre 1	Oui		7.83	24.09	3.03	1.36	0.45	5.61	57.65
Spectre 2	Oui		8.71	1.22	19.98	8.87	0.14	0.75	60.33
Spectre 3	Oui	1.24	0.70	13.42	16.97	6.03		0.12	61.53
Spectre 4	Oui		13.75	8.68	11.45	6.09		2.13	57.90
Spectre 5	Oui		14.89	8.40	14.77			2.46	59.48
Spectre 6	Oui		9.50	7.90	15.09	6.73		1.26	59.52
Spectre 7	Oui	1.56	0.69	13.08	17.45	5.50		0.11	61.61

---

## ANNEXE 2

Article à paraître dans la revue *Nature Communications* présentant les résultats expérimentaux et le modèle *DSST* présentés au **chapitre 3**. Transfert de contraintes dans des assemblages olivine-antigorite lors de la déstabilisation de l'antigorite. Déformation en presse D-DIA.

# Dehydration-driven stress transfer triggers intermediate-depth earthquakes

## Abstract

Intermediate-depth earthquakes (30-300 km) have been extensively documented within subducting oceanic slabs but their mechanics remains enigmatic. Here we decipher the mechanism of these earthquakes by performing deformation experiments on dehydrating serpentinized peridotites (synthetic antigorite-olivine aggregates, minerals representative of subduction zones lithologies) at upper mantle conditions. At a pressure of 1.1 gigapascals, dehydration of deforming samples containing only 5 vol.% of antigorite suffices to trigger acoustic emissions, a laboratory-scale analog of earthquakes. At 3.5 gigapascals, acoustic emissions are recorded from samples with up to 50 vol.% of antigorite. Experimentally produced faults, observed post-mortem, are sealed by fluid-bearing micro-pseudotachylytes. Microstructural observations demonstrate that antigorite dehydration triggered dynamic shear failure of the olivine load-bearing network. These laboratory analogs of intermediate-depth earthquakes demonstrate that little dehydration is required to trigger embrittlement. We propose an alternative model to dehydration-embrittlement in which dehydration-driven stress transfer, rather than fluid overpressure, causes embrittlement.

## Introduction

Intermediate-depth earthquakes (30-300 km) occur mostly at subduction zones in the so-called upper and lower Wadati-Benioff planes of seismicity (UBP and LBP)<sup>1-3</sup>. The LBP is located in the mantle of the subducted oceanic lithosphere<sup>4,5</sup>, 20-40 km below the plate interface. Several mechanisms have been proposed to explain the mechanics of these earthquakes, which take place under in pressure and temperature conditions at which rocks are supposed to yield plastically rather than to behave in a brittle manner: 1) Dehydration embrittlement of antigorite<sup>2,4,5,6</sup>, the main hydrous mineral present in the subducted plate and thus one of the most important water carriers in a subduction-zone environment, 2) quasi-adiabatic shear-heating instabilities<sup>7,8</sup>, 3) reactivation of pre-existing shear zones<sup>9</sup>, or 4) a combination of these.

Seismic imaging has generally documented an absence of substantially reduced velocities deep below the oceanic Moho, thus demonstrating little hydration if any<sup>9</sup>. However, recent seismic surveys revealed deep reflections interpreted as bending-related faulting and mantle serpentinization at the Middle America trench<sup>10</sup> and offshore Alaska<sup>11</sup>. These observations document that the lithospheric mantle was partially hydrated 8 and 15 km below the Moho respectively, through serpentinization of deep faults, which can be extended to 35 km depth based on an estimate of the brittle-ductile transition of the lithosphere<sup>10</sup>. Evidence of the direct link between mantle hydration and the generation of dehydration-induced intermediate-depth seismicity is also demonstrated<sup>11</sup> offshore Alaska.

Antigorite, the high-temperature serpentine polymorph, is the most abundant hydrous mineral in the mantle in a subduction-zone environment. The stability field of

antigorite is thus commonly used to predict the depth where fluid is released in subduction zones<sup>4,5</sup>.

At the laboratory scale, experiments performed on serpentinites up to 6 gigapascals (GPa) confining pressure, relying on acoustic emissions (AEs) as a proxy for dynamic shear fracture propagation, showed contrasting results regarding dehydration-induced seismicity. Some authors concluded that antigorite dehydration is potentially seismogenic, even at the laboratory scale<sup>12,13,14</sup>. More recent studies challenged the dehydration-embrittlement hypothesis, reporting that antigorite dehydration proceeding under stress produces distributed deformation<sup>15,16</sup> or stable fault slip<sup>15,17,18</sup> without acoustic activity<sup>15,19</sup>.

Here, we dehydrated synthetic antigorite-olivine aggregates during deformation at upper mantle conditions while monitoring AEs. Deformed specimens were investigated post-mortem using scanning and transmission microscopy. Focusing on the degree of serpentinization (antigorite content), we propose a new view on the failure mechanism at high pressure. A conceptual model, where embrittlement arises from dehydration-driven stress transfer rather than fluid overpressure, harmonizes our understanding of the rheology of partially serpentinized mantle under subduction conditions. We propose this chemo-physical process as a mechanism for the LBP seismicity.

## **Results**

### **Experiments proceedings**

Synthetic serpentinized peridotites were hot-pressed from mixtures of sieved (< 30  $\mu\text{m}$ ) olivine and antigorite powders at about 1.5 GPa and 773 K in a piston-

cylinder apparatus for 10 hours with antigorite fractions of 0, 5, 20 and 50 vol.%. We consider these fully dense synthetic aggregates (**Fig. 1a**) as proxies for partially serpentinized peridotites. Cylindrical specimens of 2.1 mm diameter and 3 mm length were deformed in a D-DIA<sup>20</sup> equipped with an acoustic emission detection system<sup>21</sup> (cell assembly in **Fig. 1b**). Stress and reaction progress were measured *in situ* using X-ray diffraction (XRD, **Fig. 1c-d**). Strain was measured using radiography. Six sensors continuously monitored AEs<sup>15,21</sup>.

Deformation conditions were chosen near the stability limit of antigorite and representative of pressure and temperature conditions at the hypocenters of intermediate-depth seismicity ( $1 < P < 3.5$  GPa,  $773 < T < 1073$  K). In total, eight deformation experiments were conducted (**Table 1**). One set of samples was pressurized to 1.1 GPa and the second one to 3.5 GPa to explore the possible mechanical effect of volume expansion and contraction, respectively, associated with antigorite dehydration (which produces fluid plus solid), as the Clapeyron slope of the dehydration reaction changes from positive to negative over this pressure range (**Fig. 2**).

Samples were deformed, first, at a constant temperature of  $\sim 773$  K. After 10 % strain, temperature was increased at a rate  $\dot{T} \sim 4$  K min<sup>-1</sup> to induce syndeformational dehydration. In one experiment, heating started at 4 % strain (**Table 1**). The strain rate amounted to  $\dot{\epsilon} \sim 5 \times 10^{-5}$  s<sup>-1</sup> (axial shortening) throughout. The ratio of heating rate to strain rate,  $\dot{T}/\dot{\epsilon}$ , of about 1250 K is within the range of values calculated for real subducting slabs (100-10000 K)<sup>17</sup>.

The maximum differential stress at 773 K decreases with increasing antigorite volume fraction, in good agreement with experimental studies performed at lower



pressure than applied here showing that serpentine presence strongly impacts the rheology of altered peridotites<sup>24</sup>. Softening is systematically observed upon heating (**Fig. 3**).

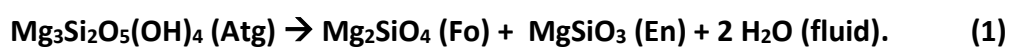
Acoustic emissions (AEs) occurred from samples with antigorite contents as low as 5 vol.% and with up to 50 vol.%, deformed at pressures of 1.1 GPa and 3.5 GPa, respectively (**Fig. 2 and 3**). These AEs, occurring once the reaction-line was crossed, reveal that dynamic shear fractures nucleated and propagated during antigorite dehydration. In pure olivine, a few AEs were recorded at 3.5 GPa only, at the maximum differential stress, i.e. at the beginning of temperature ramping (**Fig. 3**). The number of AEs detected in this pure olivine sample is not significantly different (although lower) than in the case of the antigorite-bearing samples. However, AEs were detected at a much higher stress level than for the antigorite-bearing samples and actually at stress levels higher than expected to occur in a cold subducting lithosphere. In addition, our synthetic samples were sintered at relatively low P conditions (1.5 GPa) so that stress concentrations may exist and play a role in the AE triggering at 3.5 GPa.

### **Antigorite stability and thermal break-down**

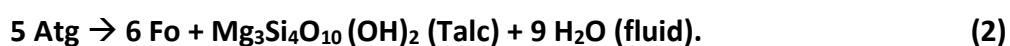
The characteristics of antigorite dehydration reactions (such as temperature and Clapeyron slope) vary with pressure. We recall here the main features of the phase diagram so as to compare with our experimental results.

The exact antigorite chemical formula is  $M_{(3m-3)}T_{(2m)}O_{5m}(OH)_{(4m-6)}$  where  $m = 14$  to 23,  $M$  and  $T$  are octahedral and tetrahedral sites. For the sake of simplicity, here we use the approximate formula  $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$ . The complete antigorite (atg)

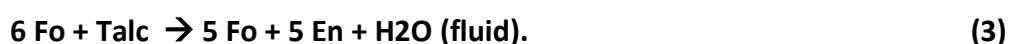
dehydration reaction into olivine (ol), enstatite (en) and water, with approximate stoichiometry, is:



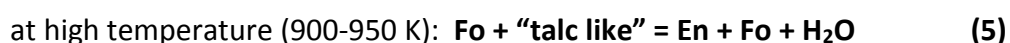
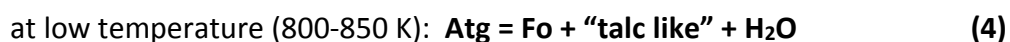
Below 1 GPa, experiments<sup>22</sup> have shown that antigorite dehydration is a two-step process (**Fig. 2**), which first produces talc, at temperatures ranging between 873 and 973 K depending on the pressure, in the following way:



At even higher temperatures, talc reacts with olivine to produce enstatite, which releases additional water:



At pressures greater than 2 GPa, complete dehydration reaction was experimentally observed to occur in two steps too, now involving an intermediate phase, generally referred to as "talc-like"<sup>22,25</sup> (**Fig. 2**):



The two sets of reactions exhibit one fundamental difference: reaction [2] has a positive Clapeyron slope and is endothermic, producing a net total (solid + fluid) volume increase between the initial and final reaction products; the Clapeyron slope of reaction [3] is negative, and the reaction is associated with a net total (solid + fluid) volume decrease between the initial and final reaction products. Above 2 GPa, both reactions of the sequence [4] and [5] exhibit negative Clapeyron slopes, and thus negative volume changes.

In our experiments, antigorite dehydration was observed between 873 and 973 K at 1.1 GPa and between 873 and 923 K at 3.5 GPa (**Fig. 2**). Onsets of reactions [2] ('tl-in') and [3] ('Atg -', see the legend in **Fig. 2**), were observed at a slightly lower temperature than in kinetics studies<sup>22,25</sup>. Antigorite also contains traces of ferric iron ( $\text{Fe}^{3+}$ ), so that iron oxides  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  are also often produced during the dehydration reaction. Iron decreases reaction temperatures. Some octahedral and tetrahedral sites can also be occupied by aluminum ions ( $\text{Al}^{3+}$ ) in antigorite, possibly increasing reaction temperatures<sup>26</sup>. Moreover, due to our temperature calibration method on axially undeformed cells assemblies, temperature might be overestimated during deformation. Indeed, sample shortening along the compression axis reduces the distance between the top and bottom WC anvils, which are efficient heat sinks<sup>27</sup>.

On the contrary, reaction products were detected by XRD at temperatures higher than those determined by kinetics studies<sup>22,25</sup>: a talc-like phase appeared between 723 and 923 K irrespective of pressure, and enstatite was only detected at temperatures higher than 953 K at 1.1 GPa (**Fig. 2**). These oversteps in temperature can likely be attributed to the fast heating relative to slow reaction kinetics, in particular that of grain nucleation/growth. Finally, a fast decrease of the antigorite diffraction peaks (**Fig. 2**, 'Atg -') indicates an acceleration of antigorite dehydration, thus promoting the completion of reaction [2] or [4] and the production of talc or 'talc-like' phase.

### **Acoustic activity during experiments**

Occurrence of AE signals just above the dehydration temperature is a characteristic feature of our experiments (**Fig. 2**). At 1.1 GPa, AEs are observed

contemporaneously with the growth of enstatite, i.e. reaction [3]. At 3.5 GPa, AEs are observed from the appearance to the disappearance of the talc-like phase, i.e. continuously during the dehydration process. We observed AEs during dehydration at 1.1 GPa only in the sample with 5 vol.% antigorite. At 3.5 GPa, however, AEs were recorded in samples with antigorite fractions from 5 to 50 vol.% (**Fig. 2, 3c, 3d**).

In total, 79 AEs were recorded (**Table 1**) in dehydrating antigorite-olivine aggregates. The frequency of relative moment magnitudes ( $M_{AE}$ ) follows the Gutenberg-Richter (GR) distribution ( $\log_{10}N = a - bM_{AE}$ ) (**Fig. 4a**) with  $b \sim 0.6$ . Fast Fourier Transform (FFT) of the waveforms reveals a corner frequency  $f_c \sim 2$  MHz for the largest AEs (**Fig. 4b**). Assuming rupture velocities in olivine close to shear wave velocity  $v_T \sim 5 \text{ km s}^{-1}$ , the corresponding fault length ( $L \sim v_T/f_c$ ) is  $\sim 2.5$  mm, i.e. of the order of the specimen size. Here, only the largest faults going through the whole sample (**Fig. 5a-c, 6**) have measurable (low enough) corner frequencies, because  $f_c$  is close to the limit frequency of our transducers. The maximum AE magnitude size in our sample indeed corresponds closely to the size of our specimen as outlined in microstructural observations section below. The minimum value of the AE magnitude we detected probably corresponds to our detection limit. The Gutenberg-Richter scaling thus suggests that larger AE magnitudes would have been observed if our sample were larger. It has been recently shown that the fracture energy dissipated during an earthquake rupture scales with the size of the seismic asperities<sup>28</sup>, with an apparent continuous scaling law from the laboratory scale, to the field scale. Thus, our observation of three orders of magnitude of seismic source sizes (**Fig. 4a**) suggests that our observations can be upscaled.

## Microstructural observations

Scanning Electron Microscopy (SEM) images, taken in back scattered electron (BSE) mode, revealed a population of thin faults for antigorite-bearing samples that produced AEs (Fig. 5a-f). Samples with 20 vol.% antigorite deformed at 1.2 GPa (Fig. 5g-h) exhibit homogeneous deformation, with intensively sheared antigorite pseudomorphs, probably markers of strain localization. The pure-olivine sample deformed at 3.5 GPa (Fig. 5i-k) shows an intriguing microstructure, with shear bands, about 50-100  $\mu\text{m}$  thick, crosscutting the sample. These shear bands are filled with angular sub-micrometric to micrometric olivine grains. However, in this antigorite-free sample, AEs were less numerous, detected at the highest macroscopic deviatoric stress only, which corresponded to the beginning of temperature ramping (Fig. 3). Large cataclastic shear bands might point towards a possible role played by thermal stress relaxation in olivine crystals (or the assembly) under high stress. Wide cataclastic shear bands are rarely associated with a single dynamic (rapid) shear failure, because the elastic energy is converted into surface energy and dissipated through fractures in the shear zone rather than radiated at high speed. It is also possible that further heating and deformation overprinted the actual microstructure upon failure. We did not further investigate the shear bands observed in this single pure olivine sample.

In comparison to faults in the pure olivine sample, faults observed in antigorite-olivine samples that produced AEs during dehydration are thinner and filled with a (sub-micrometric) material, which cannot be resolved at the SEM scale (Fig. 5a-f and 7). We conclude that a different failure mechanism operated at lower stress in the dehydrating samples than in the pure olivine sample. Individual faults are

approximately 1 mm long, with sealed slip surfaces (**Fig. 7b-c**) typical of high-pressure faults<sup>21,29</sup>. Displacement markers indicate a minimum of 10  $\mu\text{m}$  offset (**Fig. 5a-f, 6, 7b**). Using  $M_0 = \mu D S$ <sup>30</sup> with  $\mu \sim 80$  GPa (shear modulus of olivine),  $D \approx 10$   $\mu\text{m}$  (total slip), and  $S \sim 10^{-6}$   $\text{m}^2$  (fault surface area), seismic moment is estimated to be  $M_0 \approx 0.8$  Nm and the associated magnitude  $M_w \approx -6$ . The associated stress drop (for a circular crack expanding at constant velocity)  $\Delta\sigma = C \mu D / L$ , with fault length  $L = 1$  mm and a geometric constant  $C \sim 1$ , results to about 800 MPa, i.e. an almost complete stress drop, well above the maximum values inferred by seismological studies of intermediate-depth earthquakes up to date<sup>31</sup>. Such a large stress drop is also above the resolution of the XRD stress measurement ( $< 100$  MPa) and could go unnoticed if either the fault did not develop on the path of X-rays or did not cross-cut the entire specimen, which is the case of the particular example we show (**Fig. 5a-c, 6, 7**).

Transmission Electron Microscopy (TEM) images, taken in bright field mode (BF), highlight details of the fault zone observed in the sample that initially contained 5 vol.% of antigorite and deformed at 1.1 GPa (**Fig. 8**). Chemical analyses (using SEM in BSE mode, **Fig. 7d-h**) shows that the fault (**Fig. 6**) is filled by a material slightly depleted in magnesium (**Fig. 7f**), which is a strong evidence for antigorite dehydration products, such as talc or talc-like phases<sup>22</sup>. The TEM images of focused-ion beam foils (**Fig. 8**) provides a closer view on the dehydration products, especially iron-oxide spherulites and fluid vesicles (**Fig. 8a-c**). We assume that the light phase corresponds to the "talc-like" phase, known to be highly disordered<sup>22</sup>. A 20 to 200 nm thick gouge, composed of amorphous material, nanometric crystals and vesicles containing fluid (**Fig. 8d-g**) is filling the fault itself. Fluid vesicles look similar to the ones recently

observed during flash melting at asperity contacts in stick-slip experiments on pure antigorite at lower pressure than applied here<sup>32</sup>. Finally, in a 1  $\mu\text{m}$ -thick fracture connected to the fault (**Fig. 7c, 8h-j**), euhedral olivine nanocrystals exhibit triple junctions wetted by an amorphous phase resembling microstructures of quenched partially molten peridotites<sup>33</sup>.

## Discussion

Together, the microstructural observations strongly suggest that the fault surface melted during the experiment<sup>32,34</sup> and, therefore, the fault could be referred to as a micro-pseudotachylyte. In turn, the occurrence of pseudotachylyte in our millimetric samples is evidence for both fast shear rupture propagation and complete fault lubrication<sup>35</sup>. Assuming that all of the mechanical work  $W$  is converted into heat  $Q$ , the maximum thickness of the molten zone follows the relation:  $w = \bar{\tau} \times D / [\rho \times (\Delta T \times c_p + H)]$ <sup>35</sup>, where  $\bar{\tau} \sim 500$  MPa (average shear stress, i.e. differential stress at which slip proceeds),  $\rho \sim 3.3 \times 10^3$  kg m<sup>-3</sup> (density),  $\Delta T \approx 1000$  K (temperature difference to melting point),  $c_p \approx 1$  kJ kg<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> (heat capacity),  $H \approx 0.3$  MJ kg<sup>-1</sup> (latent heat of fusion). A coseismic displacement of  $D \approx 2$   $\mu\text{m}$ , i.e. about only 20 % of the total slip deduced from strain markers, suffices to produce a melt layer of  $w \sim 200$  nm, i.e. the width of observed “fault gouge”. This could point to a high seismic efficiency  $\chi$  (here defined as  $\chi = 1 - Q/W \approx 0.9$ ), suggesting that about 90 % of  $W$  was transformed into fracture energy  $E_G$  or radiated energy  $E_R$  through elastic waves. Nevertheless, except for a few micrometric injectites, little fracturing could be specifically attributed to high pressure and temperature faulting in our specimen. Furthermore, because mode I cracking is prevented at such high normal

stress, we expect the fracture energy  $E_G$  to be small compared to  $E_R$ . In turn, this suggests that the seismological radiation efficiency  $\eta = E_R / (E_G + E_R)$  would be greater here than the one usually observed by seismologists for intermediate depth seismicity<sup>31</sup>.

However, the efficiency discrepancy and apparent paradox of the absence of large stress drop in our stress measurements can be easily reconciled in the two following manners: 1) only 10 to 20 % of the total observed fault slip was produced co-seismically, and most of the observed slip occurred as aseismic after-slip; or 2) complete stress drops are transient dynamic phenomena, immediately followed by quenching-driven re-strengthening. Indeed, if complete stress drops occurred over a fraction of a (milli)second at the (laboratory) earthquake rupture scale, and if they are followed by immediate re-strengthening, they would go unnoticed both at laboratory scale because of our XRD detection limits, and at the field scale because of the current seismological techniques used to invert for stress drops. In fact, earthquakes stress drops are generally inverted from estimates of the corner frequency and thus correspond to an apparent average final – static – stress drop accommodated over the entire rupture plane<sup>31</sup>. Recent laboratory measurements of dynamic stress drops<sup>32</sup> and high-velocity frictional behavior in serpentine<sup>34</sup> suggest that this second solution is most likely. For a radiation efficiency  $\eta \approx 0.3$  observed for intermediate-depth earthquakes<sup>31</sup>, the average shear stress  $\bar{\tau} \approx [\rho \times (\Delta T \times c_p + H)] / [(1 - \eta)D] \times w$  during sliding is below 100 MPa, which confirms that most of the slip occurred by complete fault lubrication.

The typical dehydration-embrittlement model considers the reduction in effective stress associated with the increase in fluid pressure as the main factor for



shear instability. The conditions the most propitious to this fluid-driven embrittlement are 1) a positive reaction volume change (i.e.  $P < 2$  GPa) increasing the fluid pressure and 2) a large amount of antigorite. Here, AEs were observed below 2 GPa only with low antigorite fraction (5 vol.%), and only after reaction [5] and at conditions of talc breakdown, i.e. a reaction associated with a negative volume change (**Fig. 2**). Antigorite is observed up to  $\approx 920$  K. Above 2 GPa, the total (solid and fluid) volume change associated with both steps of the antigorite-dehydration reaction is negative, so fluid overpressure is not expected, except if large amounts of compaction occur. At 3.5 GPa, AEs were nevertheless triggered upon dehydration, continuously during both steps of the reaction. Systematic dehydration-induced AE triggering was also observed independently of antigorite fraction (5-50 vol.%). At 1.1 GPa, the  $\Delta V$  of the reaction is positive ( $\approx +5\%$ )<sup>15</sup>, which tends to prevent tensile stress accumulations in the olivine skeleton; at 3.5 GPa, the  $\Delta V$  is negative ( $\approx -1\%$ )<sup>15</sup>, which promotes tensile stress accumulation at cluster tips and thus mechanical instabilities. Furthermore, this negative  $\Delta V$  could promote fluid circulation, which may provide a positive feedback on the reaction, while at 1.1 GPa fluids mobility is smaller, which helps to keep antigorite clusters stable. Our observations thus suggest that a negative volume change is actually more favorable to trigger dynamic shear failure, implying that fluid overpressures only play a secondary role during embrittlement, as previously deduced from an experimental study on dehydrating serpentinized peridotite<sup>13</sup>.

We propose an alternative model to dehydration-embrittlement, in which dehydration-driven stress transfer (DDST), rather than fluid overpressure, is the trigger of embrittlement. The conceptual model described below (**Fig. 9**) argues that

dehydration-driven dynamic rupture in olivine-antigorite aggregates constitutes a “percolation” problem.

In the model, dynamic shear failure occurs primarily in strong olivine sub-volumes surrounded by weak, dehydrating antigorite clusters. During dehydration, stress in antigorite crystals drops to zero, i.e. they lose their load-bearing capacity. The resulting stress transfer to the surrounding olivine matrix induces a mechanical instability in the aggregates. The stress transfer is more critical when  $\Delta V < 0$  because it promotes tensile stress concentrations at dehydrating antigorite cluster tips. The model also needs to take into account fracture energy and fracture nucleation length<sup>36-38</sup>, along with grain size, olivine-antigorite fraction, antigorite-network connectivity and pressure-temperature conditions. These parameters and their dimensions are detailed in the following subsections.

Olivine sub-volumes are bounded by antigorite grains. For a homogeneous distribution, the length of the sub-volumes is approximately equal to the mean spacing between antigorite grains, which depends both on the antigorite fraction ( $\phi_{\text{atg}} = V_{\text{atg}}/V$ , where  $V_{\text{atg}}$  is the total antigorite volume and  $V$  is the sample volume) and on the grain size. For spherical, isolated antigorite grains homogeneously distributed inside an olivine matrix, the average size of antigorite-free olivine sub-volumes is  $l_{\text{ol}} = 2 r [(1 - \phi_{\text{atg}})/\phi_{\text{atg}}]^{1/3}$ , with the average antigorite-grain radius  $r$  equal to 20  $\mu\text{m}$  in this study.

We define clusters of connected antigorite. Using a result from percolation theory<sup>39</sup>, the length of antigorite clusters can be approximated by:  $\xi \sim \beta |\phi_{\text{atg}} - \phi_{\text{atg}}^c|^\gamma$ , where  $\beta$  and  $\gamma$  are geometrical parameters and  $\phi_{\text{atg}}^c$  the critical antigorite fraction above which antigorite is connected at a certain scale. At this threshold,

antigorite connectivity and olivine connectivity compete in reducing or increasing the probability for olivine sub-volumes to bear the stress or to yield. The parameter  $\gamma$  is given by percolation theory to be 0.875<sup>39</sup>. For our modelling we assume  $\beta = 0.118 r$  (**Fig. 9b**). The parameter  $\beta$  actually subsumes the role of grain size, homogeneity and geometry of the biphasic distribution. The calculation gives  $\phi_{\text{atg}}^c \sim 6$  vol.% at 1.1 GPa and  $\sim 18$  vol.% at 3.5 GPa (**Fig. 9b**).

For a homogeneous material, the critical nucleation length can be calculated from Griffith's rupture criterion<sup>36,37</sup> by:  $l_c = \mu G / \Delta\sigma^2$ , where  $G$  is the Griffith's fracture energy ( $\approx 1 \text{ J m}^{-2}$ ), and  $\Delta\sigma$  is the stress drop ( $< 100 \text{ MPa}$ ), which, at first order, can be considered proportional to the normal stress acting on the fault plane, and as such is also proportional to confining pressure. The nucleation length  $l_c$  is expected to be at least  $0.8 \text{ }\mu\text{m}$ .

Based on rupture nucleation length and percolation theory<sup>36-39</sup> (**Fig. 9**), dynamic failure only occurs when: antigorite clusters are 1) small enough for the olivine sub-volumes to be larger than the critical nucleation length  $l_c$  (minimum length for a fracture to start propagating dynamically) and 2) large enough to transfer a critical amount of load to the connected olivine skeleton. The elastic strain energy stored in the material depends on the relative sizes of weak antigorite clusters and load-bearing olivine sub-volumes. In other words, a critical antigorite content  $\phi_{\text{atg}}^{c,\text{max}}$  exists (**Fig. 9b**), above which the characteristic length of olivine sub-volumes  $l_{\text{ol}}$  becomes smaller than  $l_c$ . Moreover, the connectivity of antigorite clusters also affects the extent to which the olivine sub-volumes can store (and eventually release) significant elastic energy (i.e. experimentally detectable with our AE setup). Below a second critical  $\phi_{\text{atg}}^{c,\text{min}}$  value (**Fig. 9b**), antigorite grains are isolated and contribute too

little to the overall load bearing for the stress-transfer mechanism to induce failure when dehydration commences.

Finally,  $\phi_{\text{atg}}^{\text{c,max}}$  is expected to increase with confining pressure,  $P_c$ , at least at the laboratory scale (**Fig. 9b**), because  $l_c$  inversely scales with stress drop. Thus the model predicts that, the higher the pressure, the smaller the size of potentially seismogenic sub-volumes. Smaller olivine sub-volumes would potentially become seismogenic at higher pressures, an observation supported by our experiments (**Fig. 2, 3, 5**). In other words, at a given pressure,  $\phi_{\text{atg}}^{\text{c,min}}$  is defined (black star, **Fig. 9**) above which the sub-volume is small enough for parts of the load-bearing network to break. Dehydrating antigorite clusters behave as fractures and induce high stress intensities in surrounding olivine sub-volumes. Above  $\phi_{\text{atg}}^{\text{c,max}}$  (red star, **Fig. 9**), antigorite connectivity is too high for the olivine sub-volumes to store and release elastic energy, i.e. the antigorite clusters are too large and numerous for the olivine load-bearing skeleton to be defined.

## Conclusions and implications for intermediate-depth seismicity

Our results reconcile previous experimental studies on dehydrating serpentinites, which reported conflicting “seismic”<sup>12,13,14</sup> and “aseismic” observations<sup>14-19</sup>. We found the occurrence of dynamic failure documented by acoustic emissions in experiments to depend on the degree of serpentinization (i.e. volumetric ratio of olivine to serpentine) and pressure conditions<sup>14</sup>. Our observations also point towards a favorable role of negative volume changes for triggering dynamic failure upon dehydration. This important observation, which was already reported by

previous experimental studies<sup>13-14</sup>, is not compatible with the typical dehydration embrittlement model. We presented an alternative conceptual model, in which dehydration-driven stress transfer (DDST), rather than fluid overpressure, is the trigger of embrittlement. Our model incorporates antigorite distribution, volume ratio, grain size and fracture energy.

Our observation that 5 vol.% dehydrating antigorite suffices, even at 3.5 GPa, to destabilize an antigorite-olivine aggregate also provides an explanation for intermediate-depth seismicity even for limited hydration of subducting lithospheric mantle<sup>2,4,14</sup>. In addition, our model provides a possible scaling of our laboratory observations to the field, since it relies on three up-scalable length scales. Fracture energy, and thus the nucleation length, scales with the size of seismic asperities<sup>28</sup>. In the laboratory, olivine- and antigorite-cluster-lengths scales depend on the grain size and the olivine-antigorite proportions. In nature, it is quite likely that deep mantle hydration occurs along pre-existing fault zones only<sup>10,11</sup>. Unaltered peridotite bodies, with volumes of the order of 1 to 100 km<sup>3</sup>, bounded by discrete fault zones at various degrees of serpentinization<sup>10,11</sup> may constitute the equivalent of our olivine sub-volumes. The Lower Wadati-Benioff Plane may thus not solely correspond to a stability limit of antigorite<sup>4,5</sup>, but also to a degree of hydration, i.e. fault spacing and serpentinization extent.

Finally, our laboratory intermediate-depth earthquake analogs were observed at conditions where thermodynamic characteristics of the involved mineral reactions predicts that fluid overpressures are unlikely. Our observations of micro-pseudotachylytes produced under upper mantle conditions in millimetric samples suggests that dehydration stress transfer, rather than fluid overpressure, leads to

dynamic shear fracture nucleation, shear-induced melting, fault lubrication and complete, but transient, stress drops, for displacements of a few microns only. Our conclusions extend at much greater depth than that of recent experimental studies<sup>32-34</sup> performed at low pressure, which highlighted the role played by flash melting in pure serpentinite.

## Methods

### Sample preparation

Pure San Carlos olivine and Corsica antigorite were ground separately in an agate crusher. The powders were then sieved twice, respectively for the grain size not to exceed 40  $\mu\text{m}$  and for the mixture to be homogeneous. Grain size was checked using an optical microscope. Mixed powders were prepared with 5, 20 and 50 vol.% antigorite fractions, during the second sieving.

The powders were encapsulated in gold jackets and hot-pressed in a piston-cylinder apparatus at 773 K over 1.5 GPa. Three samples per run were sintered. Samples display homogeneous distribution of antigorite, with final grain size ranging from 4 to 40  $\mu\text{m}$  (**Fig. 1a**).

Cylindrical samples of 3 mm length and 2.1 mm diameter were inserted into the D-DIA deformation assembly (**Fig. 1b**) at GSECARS (Advanced Photon Source, Chicago University). A hexagonal Boron Nitride (hBN) jacket prevents the sample from contacting the graphite furnace. X-ray diffraction patterns (51 keV), display intensities which are consistent with the target composition (**Fig. 1d**). The hBN jacket, the graphite furnace, and the Boron-epoxy cube are transparent to X-rays and give several peaks on the XRD (**Fig. 1d**).

## Sample deformation

In this study, samples were deformed using a D-DIA apparatus equipped with an acoustic recording system<sup>21</sup>. The whole system is currently located in a synchrotron (APS, Chicago), where X-rays allow for *in situ* measurements of strain, stress and reaction progress. Two of the six anvils are composed of sintered diamond, which are transparent to X-rays; the four other anvils are made of tungsten carbide. Truncations of 6 mm were used. The samples were first compressed to 1.1 or 3.5 GPa, then heated to 773 K, and deformed with a strain rate of  $5.0 \pm 0.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . After 10 % of strain, temperature was ramped at about  $0.1 \text{ K s}^{-1}$ . **Table 1** summarizes the experimental conditions.

## X-ray data processing

X-ray radiography allows monitoring the length of the sample,  $l$ , equal to the distance between the gold foils, which absorb X-rays. Axial strain is calculated from current length according to  $\varepsilon = (l_0 - l)/l_0$ , where  $l_0$  is the initial length.

Details on X-ray processing can be found in previous publications<sup>21,40</sup>. Stresses are extracted from X-ray diffraction data analysis<sup>41</sup>. Two-dimensional powder X-ray diffraction patterns give access to the lattice strain experienced by crystallographic planes depending on their orientation relative to the maximum compressive axis. Stress in crystals is inferred from lattice strains<sup>15,21,40,41</sup>, recovered from the X-ray diffraction (**Fig. 1c-d**) using the software package Multifit-Polydefix<sup>42</sup>. The diffracting plane azimuth  $\phi$  is defined as the angle between the maximum compression axis and the diffracting plane normal, with  $\phi = 0$  for planes normal to the maximum

compression axis. The projection of  $\phi$  on the detector plate is  $\delta$ , with  $\cos\phi = \cos\theta \times \cos\delta$ , where  $\theta$  is the diffraction angle. Assuming absence of lattice preferred orientation, plastic relaxation of stress, and under an axial-symmetric stress field, elastic theory predicts the relation between measured d-spacing  $d_{(hkl)}$  and lattice strain  $Q_{hkl}$  to be<sup>41,43</sup>:

$$\frac{d_{(hkl)(\phi)} - d_{P(hkl)}}{d_{P(hkl)}} = Q_{hkl} (1 - 3\cos^2\phi) \quad (6)$$

where  $d_{P(hkl)}$  is the d-spacing corresponding to the mean stress part of the full stress tensor. The hydrostatic pressure is then calculated from these  $d_{P(hkl)}$  using the equation of state of San Carlos olivine<sup>44</sup>. The stress is calculated as:  $\tau_{hkl} = 6 Q_{hkl} \times G_{hkl}$ , where  $G_{hkl}$  are effective moduli. The  $G_{hkl}$  are calculated with elastic compliances  $S_{ij}$  from inversion of the pressure and temperature dependent stiffness tensor  $C_{ij}$ <sup>45-47</sup>. We used information from the 020, 021, 002, 130, 131 and 112 diffraction peaks of olivine, which were then employed to calculate average micro-stress values (**Fig. 3**). We assume that the average stress recorded by these planes corresponds to macroscopic stress.

### Recording and processing of acoustic emissions

A piezoceramic transducer (Boston Piezo, PZT 5A, Tab coaxial, 10 mm diameter, 0.5 mm thick, 2 MHz center frequency) is glued behind each of the six anvils. Transducers have non-linear sensitivity but seem to work well within the 0.1 – 4 MHz frequency band. Raw acoustic data are amplified at 60 dB.

Acoustic emissions (AEs) are recorded using a trigger logic, such that 3 to 5 transducers need to reach a critical voltage (150 mV) within a time window of 50 ms



to trigger recording. Sampling frequency of the digital oscilloscope is 50 MHz. The maximum recording rate, never reached during these experiments, is approximately 15 to 60 AEs events per second.

The setup is used to determine whether an acoustic emission originates within the sample volume or not. To do so, arrival times at facing anvils are compared to one another. If these are such that the difference, after accounting for the difference in slowness for tungsten carbide and sintered diamond, is  $|\Delta t_{\text{anvil}}| < 0.25 \text{ s}$  – a criterion which corresponds to an average P-wave velocity of  $8 \text{ km s}^{-1}$  inside the sample – the corresponding AE is considered as coming from inside the sample. However, we are not interested in its precise location and lack the resolution to precisely associate microfaults with one event or another. More information about the location protocol can be found the literature<sup>21</sup>.

The magnitude of an AE was calculated as:  $M_{\text{AE}} = \log_{10} E$ , with  $E$  taken as the average energy ( $V^2$ ) of the amplified acoustic signals. This quantity is relative, like the magnitude defined for earthquakes, and permits to compare one event with another. Magnitudes for 79 AEs were calculated. The magnitude distribution follows the Gutenberg-Richter power law with  $\log_{10} N = 1.973 - 0.58 M_{\text{AE}}$  (**Fig. 4a**). Here,  $\log_{10} N_0 = 1.973$  or  $N_0 = 94$ , i.e. our catalog is almost complete and more than 80 % of the dehydration-induced AEs generated during our experiments were recorded.

**Figure 4b** shows Fast Fourier Transforms of waveforms for three AEs recorded behind a tungsten carbide anvil representative of large, medium and small relative magnitude ( $M_{\text{AE}} \approx 2.7, 1.1$  and  $0.7$ ) during experiment *05-1.1* ( $\phi_{\text{atg}} = 5 \text{ vol.}\%$ ,  $P_c \sim 1.1 \text{ GPa}$ ). For each event, corner frequencies are found close to 2.5 MHz on average, irrespective of the event magnitude. It is possible that we are technically limited by

our set-up in recording frequencies higher than this value (transducers, amplifiers, glue, as part of the whole receiver function) so that the corner frequency we compute constitutes a lower bound for real corner frequencies of these events. Considering a rupture velocity  $v_r$  equal to the shear-wave velocity ( $5 \text{ km s}^{-1}$ ), an upper bound of fault size results to  $L \sim v_r/f_c = 2 \text{ mm}$ , matching sample dimensions.

## References

1. Hasegawa, A., Umino, N. & Takagi, A. Double-planed structure of the deep seismic zone in the northeastern Japan arc. *Tectonophysics* **47** (1-2), 43-58 (1978). doi:10.1016/0040-1951(78)90150-6
2. Green, H. W. II and Houston, H. The mechanics of deep earthquakes. *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* **23**, 169-213 (1995). doi:10.1146/annurev.ea.23.050195.001125
3. Brudzinski, M., Thurber, C., Hacker, B. & Engdahl, E. Global Prevalence of Double Benioff Zones. *Science* **316** (5830), 1472-1474 (2007). doi:10.1126/science.1139204
4. Peacock, S. Are the lower planes of double seismic zones caused by serpentine dehydration in subducting oceanic mantle? *Geology* **29** (4), 299-302 (2001). doi:10.1130/0091-7613(2001)029<0299:ATLPOD>2.0.CO;2
5. Hacker, B., Peacock, S., Abers, G. & Holloway, S. Subduction factory 2. Are intermediate-depth earthquakes in subducting slabs linked to metamorphic dehydration reactions? *J. Geophys. Res.* **108** (B1), 2030 (2003). doi:10.1029/2001JB001129
6. Raleigh, C. B. & Paterson, M. S. Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications. *J. Geophys. Res.* **70** (16), 3965-3985 (1965). doi:10.1029/JZ070i016p03965

7. Kelemen, P. B. & Hirth, G. A periodic shear-heating mechanism for intermediate-depth earthquakes in the mantle. *Nature* **446**, 787-790 (2007). doi:10.1038/nature05717
8. John, T. *et al.* Generation of intermediate-depth earthquakes by self-localizing thermal runaway. *Nature Geoscience* **2**, 137-140 (2009). doi:10.1038/ngeo419
9. Reynard, B., Nakajima, J. & Kawakatsu, H. Earthquakes and plastic deformation of anhydrous slab mantle in double Wadati-Benioff zones. *Geophys. Res. Lett.* **37** (2010). doi:10.1029/2010GL045494
10. Ranero, C., Morgan, J., McIntosh, K. & Reichert, C. Bending-related faulting and mantle serpentinization at the Middle America trench. *Nature* **425**, 367-373 (2003). doi:10.1038/nature01961
11. Shillington, D. J. *et al.* Link between plate fabric, hydration and subduction zone seismicity in Alaska. *Nature Geoscience* **8**, 961-964 (2015). doi:10.1038/ngeo2586
12. Dobson, D., Meredith, P. & Boon, S. Simulation of subduction zone seismicity by dehydration of serpentine. *Science* **298**, 1407-1410 (2002). doi:10.1126/science.1075390
13. Jung, H., Green, H. W. II & Dobrzhinetskaya, L. F. Intermediate-depth earthquake faulting by dehydration embrittlement with negative volume change. *Nature* **428**, 545-549 (2004). doi:10.1038/nature02412
14. Xia, G. (2013) Experimental studies on dehydration embrittlement of serpentinized peridotite and effect of pressure on creep of olivine. PhD dissertation. University of California, Riverside, USA.
15. Gasc, J., Schubnel, A., Brunet, F., Guillon, S., Mueller, H. & Lathe, C. Simultaneous acoustic emissions monitoring and synchrotron X-ray diffraction at high pressure

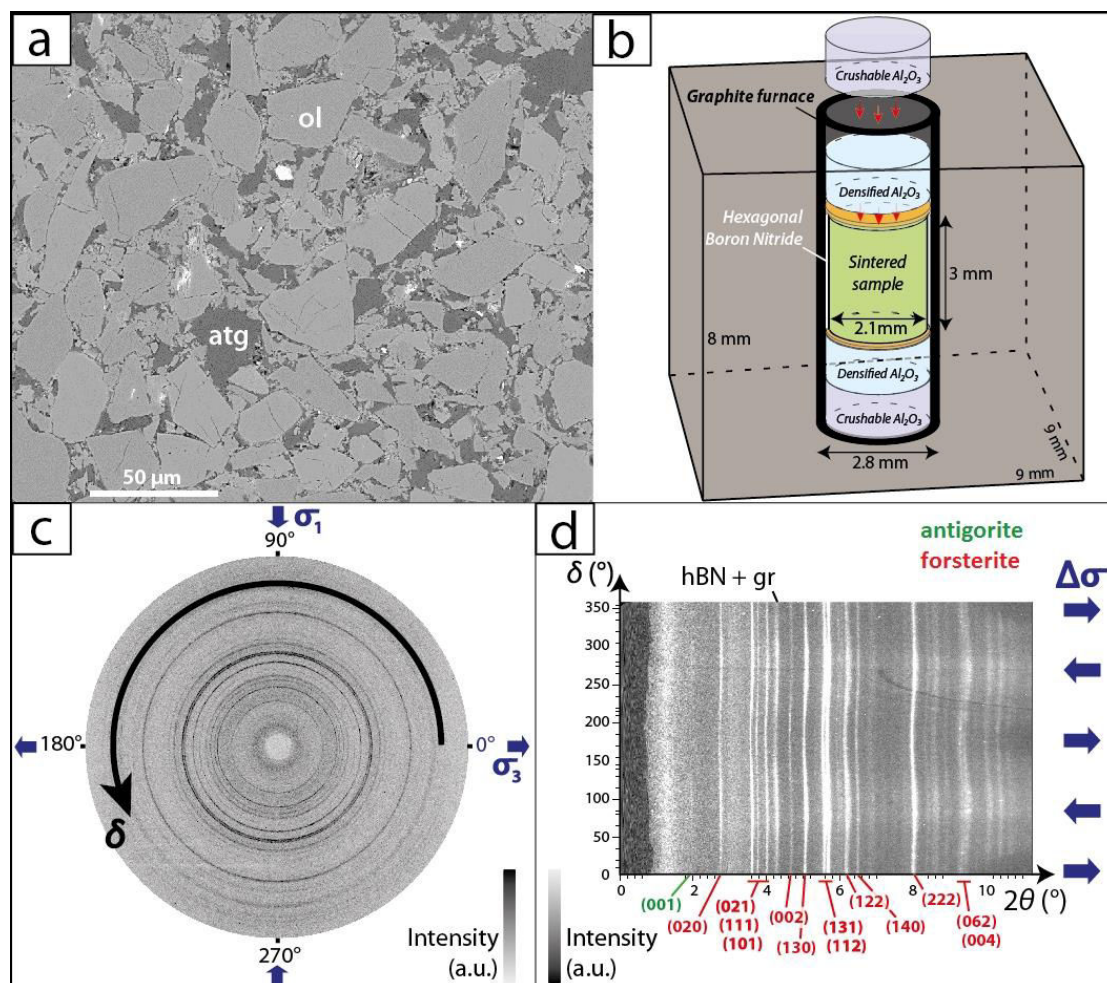
- and temperature: Calibration and application to serpentinite dehydration. *Phys. Earth Planet. In.* **189**, 121-133 (2011). doi:10.1016/j.pepi.2011.08.003>
16. Chernak, L. & Hirth G. Deformation of antigorite serpentinite at high temperature and pressure. *Earth Planet. Sci. Lett.* **296** (1-2), 23-33 (2010). doi:10.1016/j.epsl.2010.04.035
  17. Chernak, L. & Hirth G. Syndeformational antigorite dehydration produces stable fault slip. *Geology* **39** (9), 847-850 (2011). doi: 10.1130/G31919.1
  18. Proctor, B. & Hirth, G. Role of pore fluid pressure on transient strength changes and fabric development during serpentine dehydration at mantle conditions: Implications for subduction-zone seismicity. *Earth Planet. Sci. Lett.* **421**, 1-12 (2015). doi:10.1016/j.epsl.2015.03.040
  19. Okazaki, K. & Hirth, G. Dehydration of lawsonite could directly trigger earthquakes in subducting oceanic crust. *Nature* **530** (7588), 81-84 (2016). doi:10.1038/nature16501
  20. Wang, Y., Durham, W., Getting, I. C., & Weidner, D. J. The deformation-DIA: A new apparatus for high temperature triaxial deformation to pressures up to 15 GPa. *Rev. Sci. Instrum.* **74** (6), 3002-3011 (2003). doi:10.1063/1.1570948
  21. Schubnel, A., Brunet, F., Hilairer, N., Gasc, J., Wang, Y. & Green, H. W. II. Deep Focus Earthquake Analogs Recorded at High Pressure and Temperature in the Laboratory. *Science* **341**, 1377-1380 (2013). doi:10.1126/science.1240206
  22. Perrillat, J.-P., Daniel, I., Koga, K.T., Reynard, B., Cardon, H. & Crichton W. A. Kinetics of antigorite dehydration; a real-time X-ray diffraction study. *Earth Planet. Sci. Lett.* **236**, 899-913 (2005). doi:10.1016/j.epsl.2005.06.006

23. Wunder, B. & Schreyer, W. Antigorite: High pressure stability in the system MgO-SiO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O (MSH). *Lithos* **41**, 213-227 (1997). doi:10.1016/S0024-4937(97)82013-0
24. Escartin, J., Hirth, G. & Evans, B. Strength of slightly serpentinized peridotites: Implications for the tectonics of oceanic lithosphere. *Geology* **29** (11), 1023-1026 (2001). doi:10.1130/0091-7613(2001)029<1023:SOSSPI>2.0.CO;2
25. Chollet, M., Daniel, I., Koga, K. T., Morard, G. & van de Moortèle, B. Kinetics and mechanism of antigorite dehydration: Implications for subduction zone seismicity. *J. Geophys. Res.* **116**, 1-9 (2011). doi:10.1029/2010JB007739
26. Ulmer, P. & Trommsdorff, V. Serpentine stability to mantle depths and subduction related magmatism. *Science* **268**, 858-861 (1995). doi:10.1126/science.268.5212.858
27. Raterron, P., Merkel, S. & Holyoke, C. W. III, Axial temperature gradient and stress measurements in the deformation-DIA cell using alumina pistons, *Review of Scientific Instruments* **84** 043906 (2013). doi:10.1063/1.4801956
28. Passelègue, F.X., Spagnuolo, E., Violay, M., Nielsen, S., Di Toro, G. & Schubnel, A. Frictional evolution, acoustic emissions activity, and off-fault damage in simulated faults sheared at seismic slip rates, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **121** (2016). doi:10.1002/2016JB012988
29. Green, H. W. II, Shi, F., Bozhilov, K., Xia, G. & Reches, Z. Phase transformation and nanometric flow cause extreme weakening during fault slip. *Nature Geoscience* **8**, 484-489 (2015). doi:10.1038/ngeo2436
30. Kanamori, H. The Energy Release in Great Earthquakes. *J. Geophys. Res.* **82**, 2981-2987 (1977). doi:10.1029/JB082i020p02981

31. Prieto, G. *et al.* Seismic evidence for thermal runaway during intermediate-depth earthquake rupture. *Geophys. Res. Lett.* **40**, 6064-6068 (2013). doi:10.1002/2013GL058109
32. Brantut, N., Passelègue, F. X., Deldicque, D., Rouzaud, J. N., & Schubnel, A. Dynamic weakening and amorphization in serpentinite during laboratory earthquakes *Geology* **44** (8), 607-610 (2016). doi:10.1130/G37932.1
33. Hirth, G. & Kohlstedt, D.L. Experimental constraints on the dynamics of the partially molten upper mantle: 2. Deformation in the dislocation creep regime. *J. Geophys. Res.* **100**, (B8), 15441-15449 (1995). doi:10.1029/95JB0129
34. Proctor, B. P. *et al.* Dynamic weakening of serpentinite gouges and bare surfaces at seismic slip rates. *J. Geophys. Res.* **119**, 8107-8131 (2014). doi:10.1002/2014JB011057
35. Di Toro, G., Hirose, T., Nielsen, S., Pennacchioni, G. & Shimamoto, T. Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes. *Science* **311**, 647-649 (2006). doi:10.1126/science.1121012
36. Ida, Y. Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy. *J. Geophys. Res.* **77**, 3796-3805 (1972). doi:10.1029/JB077i020p03796
37. Campillo, M., & Ionescu, I. Initiation of antiplane shear instability under slip dependent friction. *J. Geophys. Res.* **102**, 20363-20371 (1997). doi:10.1029/97JB01508
38. Ohnaka, M. Constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock and earthquake rupture. *J. Geophys. Res.* **108**, B2 (2003). doi:10.1029/2000JB000123

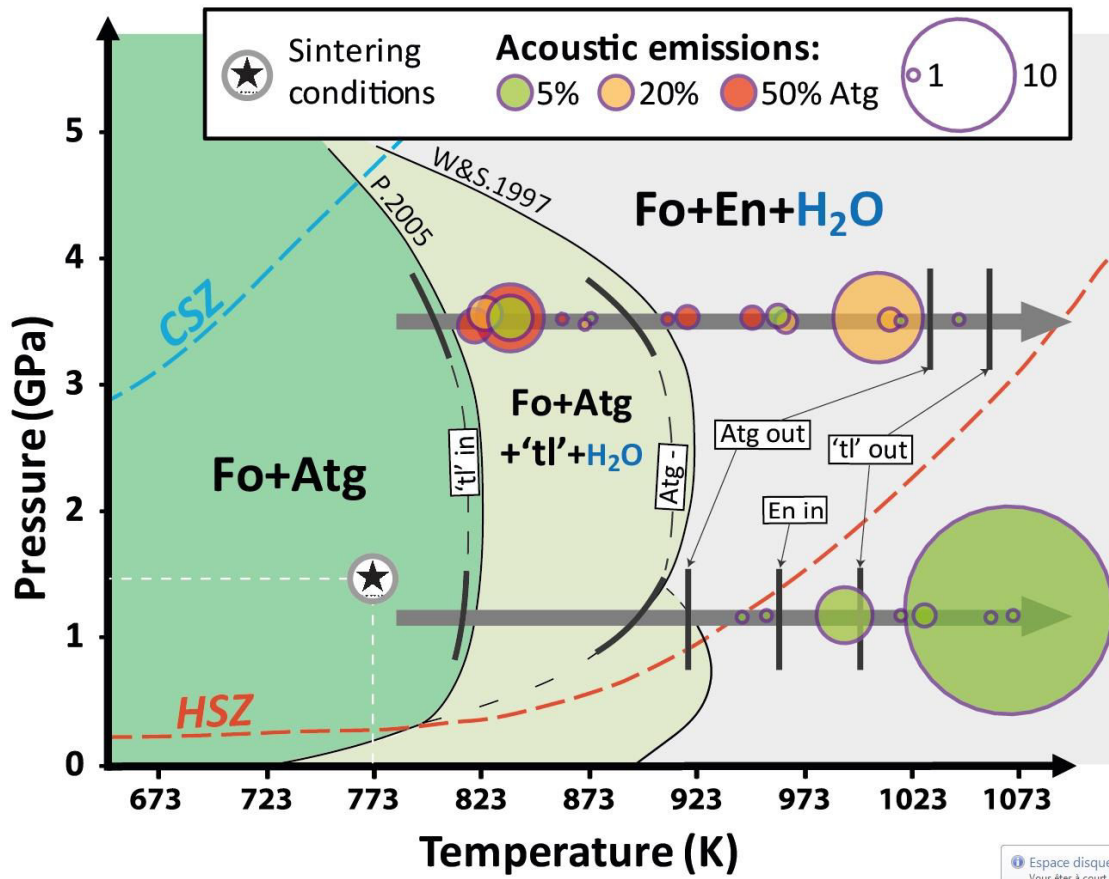
39. Stauffer, D. & Aharony, A. Introduction to Percolation Theory. *2nd ed. London: Taylor & Francis* (1992).
40. Hilairet, N., Wang, Y., Sanehira, T., Merkel, S. & Mei, S. Deformation of olivine under mantle conditions: An in situ high-pressure, high-temperature study using monochromatic synchrotron radiation. *J. Geophys. Res.* **117**, B01203 (2012). doi:10.1029/2011JB008498
41. Singh, A. K., Balasingh, C., Mao, H., Hemley, R. J. & Shu, J. Analysis of lattice strains measured under non hydrostatic pressure. *J. Appl. Phys.* **83**, (1998). doi:10.1063/1.367872
42. Merkel, S. & Hilairet, N., Multifit-Polydefix: a framework for the analysis of polycrystal deformation using X-rays. *J. Appl. Crystallogr.* **48**, 1307-1313 (2015). doi:10.1107/S1600576715010390
43. Uchida, T., Funamori, N. & Yagi, T. Lattice strains in crystals under triaxial stress field. *J. Appl. Phys.* **80**, 739-746 (1996).
44. Liu, W., Kung, J. & Li, B. Elasticity of San Carlos olivine to 8 GPa and 1073 K. *Geophys. Res. Lett.* **32**, L16301 (2005). doi:10.1029/2005GL023453
45. Abramson, E., Brown, J., Slutsky, L. & Zaug, J. The elastic constants of San Carlos olivine to 17 GPa. *J. Geophys. Res.* **102**, 12253-12263 (1997). doi:10.1029/97JB00682
46. Isaak, D. G. High temperature elasticity of iron-bearing olivines. *J. Geophys. Res. [Solid Earth]* **97** (B2), 1871-1885 (1992). doi:10.1029/91JB02675
47. Zha, C. S., Duffy, T. S., Downs, R. T., Mao, H. K. & Hemley, R. J. Sound velocity and elasticity of single-crystal forsterite to 16 GPa. *J. Geophys. Res. [Solid Earth]* **101** (B8), 17535-17545 (1996). doi:10.1029/96JB01266

## Figures

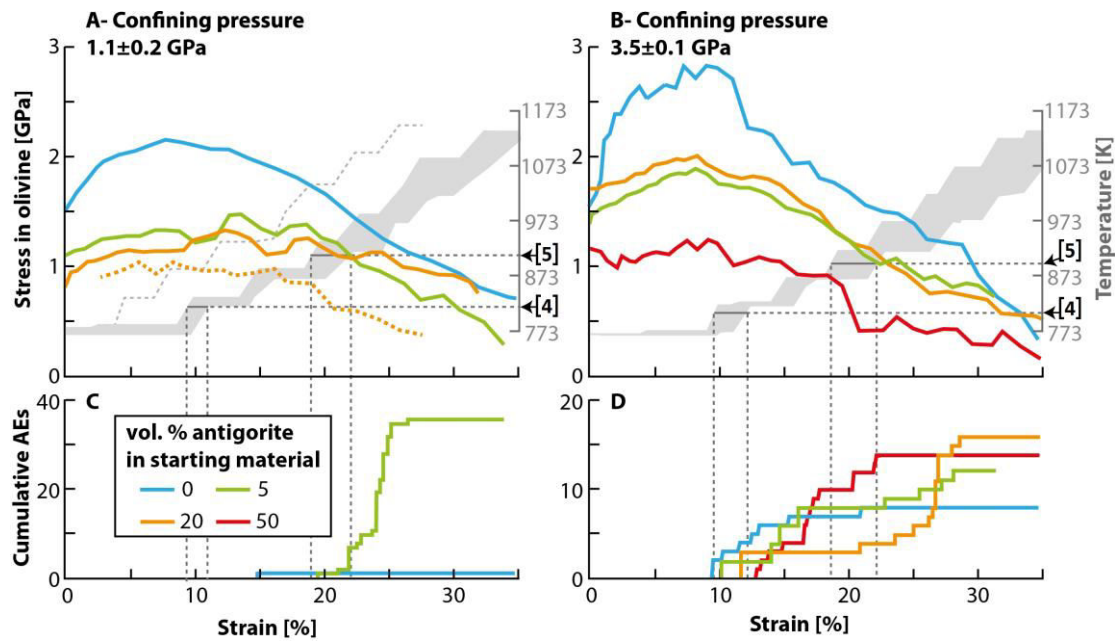


**Figure 1 – Experimental set-up.** **a:** SEM micrograph of a sintered sample showing homogeneous microtexture and grains distribution:  $\sim 80$  vol.% SC olivine (ol) +  $\sim 20$  vol.% Corsica antigorite (atg). **b:** D-DIA assembly in a boron-epoxy cube. The sintered sample and its hexagonal boron nitride sleeve are inserted in the graphite furnace, in between alumina pistons. Boron-epoxy cube and hBN are transparent to X-rays. Gold foils (yellow) are used as strain markers. **c:** X-ray diffraction pattern used to extract the stress from the lattice strains. For a sample with only 5 vol.% of antigorite and 95 vol.% of olivine. **d:** Unwrapped diffraction pattern and indexing of diffraction peaks.

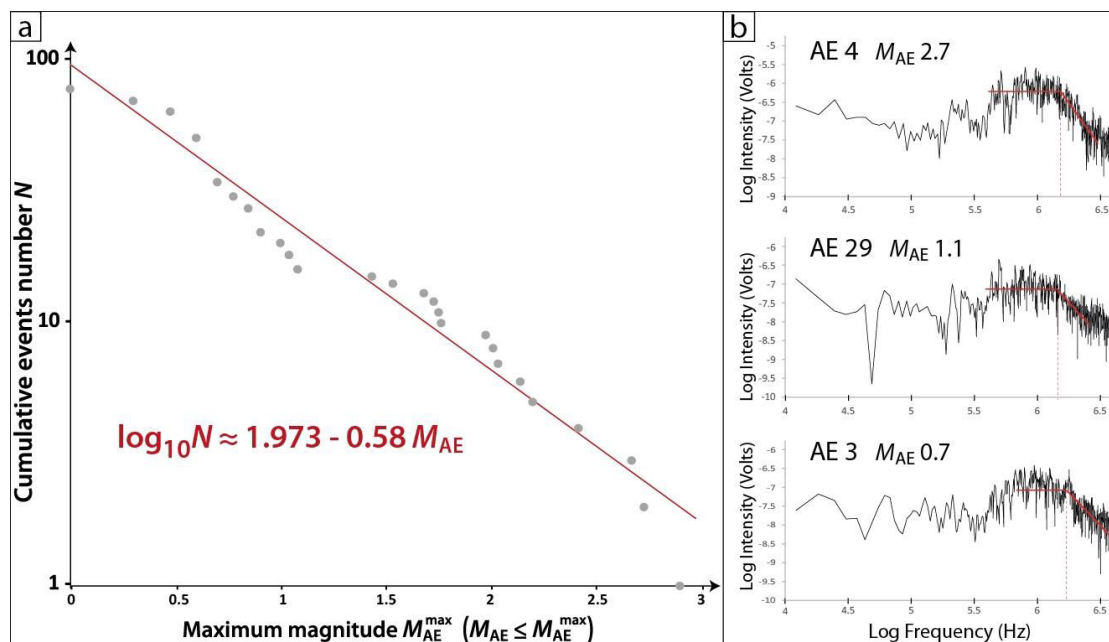




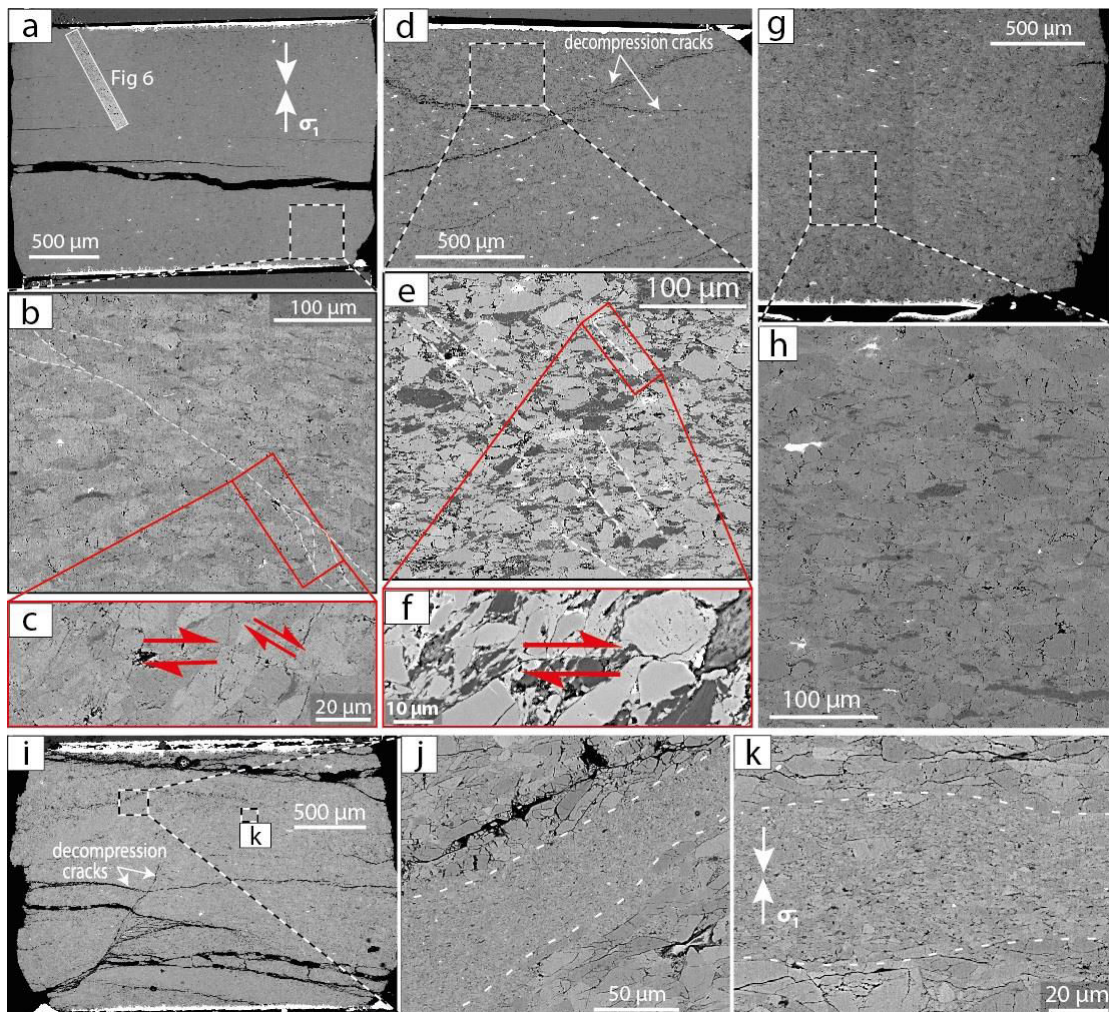
**Figure 2 – Phase diagram and AE triggering.** Stability field of antigorite in the MSH system, approximate experimental P-T path (gray arrows), and acoustic-emission recording (circles). CHZ/HSZ: geotherms on top of the slab in Cold/Hot Subduction Zone. Fo = forsterite; Atg: antigorite; En: enstatite; 'tl': 'talc-like' phases. P.2005<sup>22</sup>: 'talc-like' in (reaction [4]); W&S.1997<sup>23</sup>: enstatite in. Thick black lines correspond to initiation and termination of reactions observed experimentally, "Atg –" to the fast destabilization of antigorite corresponding to the beginning of reaction [5].



**Figure 3 – Differential stress, temperature, and acoustic emissions as a function of strain.** Average differential stress in olivine as a function of strain, calculated from synchrotron X-ray diffraction patterns, for experiments at  $1.1 \pm 0.2$  GPa (**A**) and  $3.5 \pm 0.1$  GPa (**B**), along with temperature evolution. Associated cumulative acoustic emissions are shown in (**C**) and (**D**). Temperature limits for onsets of reactions [4]<sup>22</sup> and [5]<sup>23</sup> respectively relate to antigorite destabilization.

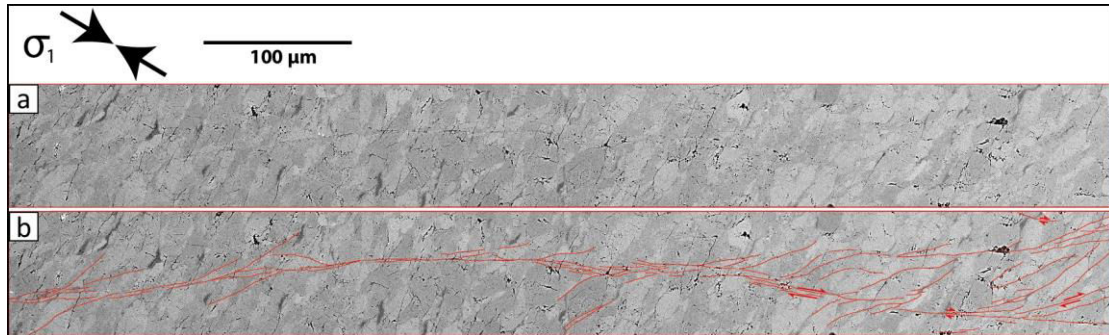


**Figure 4 – Acoustic activity during antigorite destabilization.** **a:** Statistical distribution of the relative magnitudes  $M_{AE}$  for the entire AE catalog recorded. The magnitude is calculated as  $M_{AE} = \log_{10} E$  where  $E$  is the surface of the recorded waveform ( $V^2$ ), considered proportional to the radiated acoustic energy. **b:** Log-log Fourier transforms of three AEs recorded on sensor 3, behind a tungsten carbide anvil. Signals display a corner frequency  $f_c$  of about 2.5 MHz on average, irrespective of the AE magnitude.

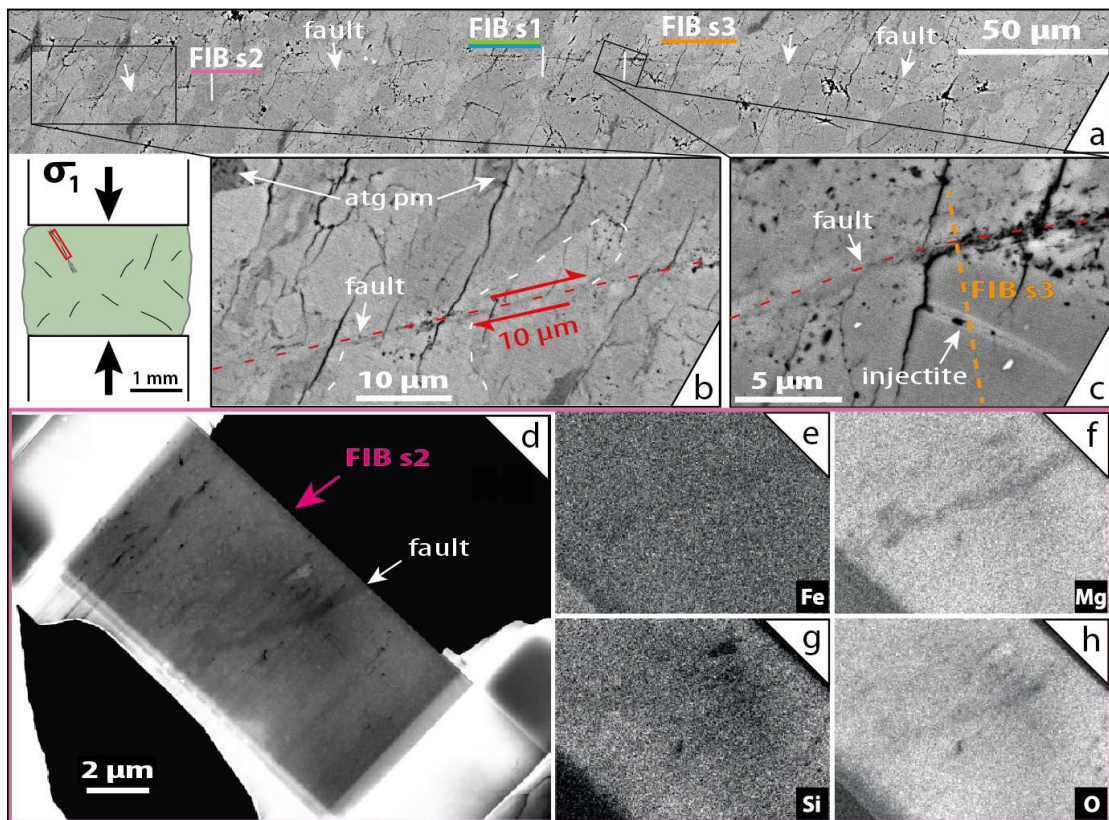


**Figure 5 – SEM micrographs of samples 05-1.1 (a-c), 50-3.5 (d-f), 20-1.2 (g-h) and 00-3.5 (i-k).** **a:** sample with location of Fig. 6; **b:** Sealed fault ; **c:** intensely sheared grains along a fault; **d:** sample 00-3.5; **e:** faults; **f:** microfault in olivine and antigorite between two antigorite pseudomorphs; **g:** sample 20-1.2; **h:** detail showing homogeneous texture of sample 20-1.2 with deformed (flattened) antigorite pseudomorphs; **i:**

sample 00-3.5; **j**: shear zone of intensely reduced grain size; **k**: detail of the shear zone, exhibiting angular micrometric olivine grains.  $\sigma_1$  refers to the maximum compression axis.

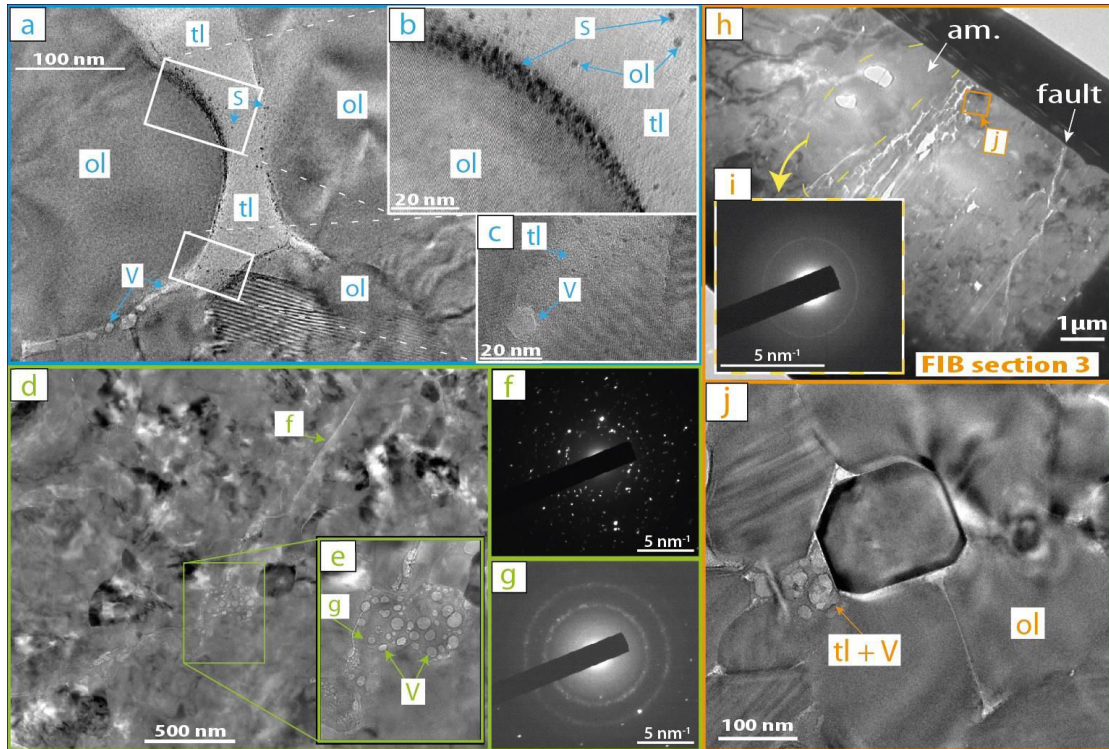


**Figure 6 – SEM micrograph of the HP-fault located in Fig. 5 and detailed in sample 05-1.1 (Fig. 7 and 8). a:** virgin image; **b:** interpreted path indicated with red lines.



**Figure 7 – Microstructural observations in a sample with 5 vol.% antigorite deformed at 1.1 GPa. a:** Fault trace (complete in Fig. 6) with locations of FIB sections; **b-c:** zooms into the fault: antigorite pseudomorphs (atg pm) and sheared grain (displacement

~ 10  $\mu\text{m}$  **(b)**; position of FIB s3 (**Fig. 8**), crosscutting an injectite **(c)**; **d-h**: SEM on FIB section 2: density contrast **(d)** and EDX mapping (Fe, Mg, Si, O), showing that the fault is depleted in magnesium **(e-h)**.



**Figure 8 – TEM images of sample 0.5-1.1, taken in bright field (BF) mode. a:** away from the fault ( $> 1 \mu\text{m}$ ), TEM image showing iron oxides spherulites (S) and disordered weak phase (tl), as products of antigorite dehydration, along with light vesicles **b:** detail showing olivine and iron oxides crystals; **c:** vesicle within disordered phase in between two olivine grains. **d:** FIB section 1; **e:** TEM image showing the fault contains vesicles (V), which decrepitate under TEM beam (200 keV) and likely contain dehydration fluids; **f:** XRD pattern showing nanocrystalline microstructure near the fault interface; **g:** XRD pattern showing amorphous material surrounding fluid inclusions. **h:** TEM image of the FIB section 3; **i:** XRD pattern in the injectite, showing amorphous material over a surface of  $\sim 10 \mu\text{m}^2$ , i.e. significantly larger than the fault;

j: euhedral olivine crystals and wetted triple junctions on a side of the injectite, near the fault (holes due to ion beam).

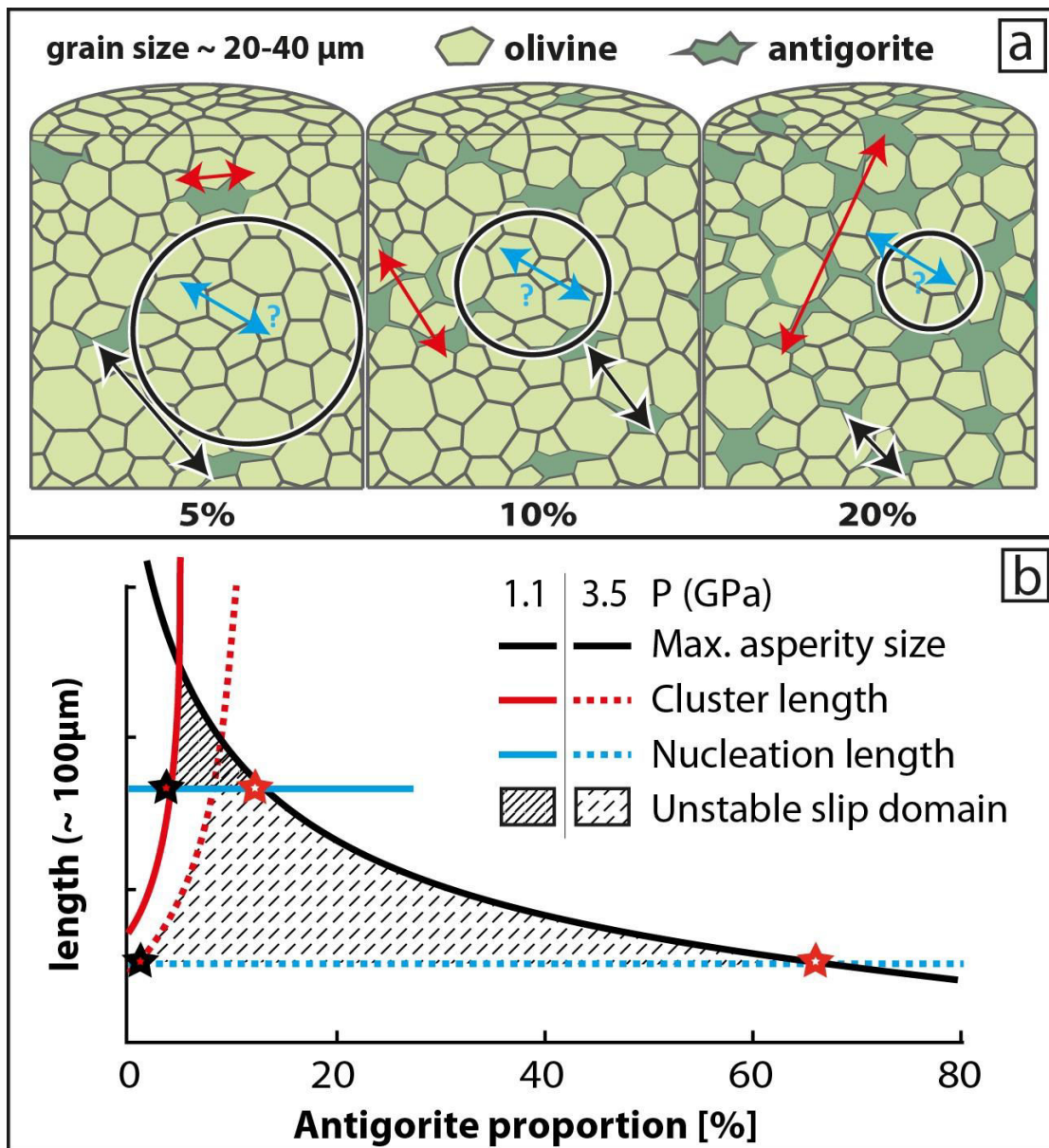


Figure 9 – Conceptual model of dehydration-driven stress transfer faulting. a: Representative Elementary Volume showing the size of olivine sub-volumes as varying with antigorite content (black circles). All characteristic lengths are represented by arrows: average size of the olivine sub-volume ( $l_{ol}$ , black), the critical fracture nucleation length ( $l_c$ , blue) and the maximum antigorite cluster size ( $\xi$ , red); b: Dynamic shear failure is expected for critical antigorite fractions large enough to

transfer a critical amount of stress (black star) and small enough for olivine asperities to be larger than  $l_c$  (red star), which is expected to decrease with increasing confining pressure.

**Table 1 – Summary of experiments**

Exp.	sample	$\phi_{\text{atg}}$	$\sigma_3$ (GPa)	$\Delta\sigma_{\text{max}}$ (GPa)	$\Delta\sigma_{\text{max}}/\sigma_3$	AEs nb.	$\varepsilon$ at 923 K
<b>D1665</b>	<b>00-1.2</b>	0 %	1.2 ±0.1	2.2 ±0.1	1.8 ±0.1	1	21 %
<b>D1617</b>	<b>05-1.1</b>	5 %	1.1 ±0.1	1.5 ±0.1	1.4 ±0.1	37	22 %
<b>D1619</b>	<b>20-1.1</b>	20 %	1.1 ±0.1	0.9 ±0.1	0.8 ±0.1	0	14 %
<b>D1777</b>	<b>20-1.2</b>	20 %	1.2 ±0.1	1.4 ±0.1	1.2 ±0.1	0	21 %
<b>D1778</b>	<b>00-3.5</b>	0 %	3.5 ±0.1	2.8 ±0.1	0.8 ±0.1	8	23 %
<b>D1659</b>	<b>05-3.5</b>	5 %	3.5 ±0.1	1.9 ±0.1	0.5 ±0.1	12	21 %
<b>D1662</b>	<b>20-3.5</b>	20 %	3.5 ±0.1	2.0 ±0.1	0.6 ±0.1	16	22 %
<b>D1779</b>	<b>50-3.5</b>	50 %	3.5 ±0.1	1.3 ±0.1	0.4 ±0.1	14	21 %

Conditions and sample characteristics for the eight experiments performed under Synchrotron X-ray beam: antigorite fraction  $\phi_{\text{atg}}$ , isotropic part of the stress tensor  $\sigma_3$ , differential stress  $\Delta\sigma_{\text{max}}$ , ratio between effective and differential stresses, number of recorded AEs during the experiment, and strain  $\varepsilon$  at 923 K.

---

## ANNEXE 3

Article à paraître dans la revue *Earth and Planetary Science Letters*, présentant un travail expérimental complémentaire, qui étudie le comportement mécanique des serpentinites à l'approche de la limite de stabilité de l'antigorite. Déformation en presse D-DIA.



# FAULTING OF NATURAL SERPENTINITE: IMPLICATIONS FOR INTERMEDIATE-DEPTH SEISMICITY

Julien GASC<sup>1\*</sup>, Nadège HILAIRET<sup>2</sup>, Tony YU<sup>1</sup>, Thomas FERRAND<sup>3</sup>, Alexandre SCHUBNEL<sup>3</sup>, Yanbin WANG<sup>1</sup>

\*corresponding author: [gasc@gm.univ-montp2.fr](mailto:gasc@gm.univ-montp2.fr)

<sup>1</sup>GeoSoilEnviroCARS, Center for Advanced Radiation Sources, The University of Chicago, 5640 S. Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

<sup>2</sup>Unité Matériaux et Transformations, UMR 8207 – CNRS - Université de Lille- ENSCL- INRA Bat. C6, 59655 Villeneuve d'Ascq, FRANCE

<sup>3</sup>Laboratoire de Géologie, UMR8538 – École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005, Paris, FRANCE

## Abstract:

The seismic potential of serpentinites in subducting slabs was investigated via high pressure deformation experiments on cored natural serpentinite samples, during which micro-seismicity was monitored by recording Acoustic Emissions (AEs). Deformation was performed at pressures of 3-5 GPa, using a Deformation-DIA device, and over a wide range of temperatures, both within and outside antigorite's stability field. Below 400°C, serpentinite deformation involves “silent” semi-brittle mechanisms, even in cases where strain localization is observed. At high temperature (i.e., above 600°C), despite conditions propitious to dehydration embrittlement (i.e., fast strain rates and reaction kinetics), joint deformation and dehydration leads to ductile shear, without generation of AEs. On the other hand, brittle behavior was observed in a narrow temperature window ca. 500°C. In this latter case, AEs are consistently observed upon faulting and extremely sharp strain localization is observed in recovered samples. The microstructure then is consistent with the inverse ductile-to-brittle transition proposed by Proctor and Hirth (2016) in antigorite. This may therefore be a source of seismicity in subducting slabs at mantle pressures and temperatures from 500 to 600°C. However, the acoustic signal observed here is orders of magnitude weaker than what is obtained at low PT conditions with brittle failure. This is consistent with low radiation efficiency of serpentinite faulting shown in Nature (Prieto et al., 2013) and suggests that other mechanisms than the inverse ductile-brittle transition are responsible for large intermediate-depth earthquakes. In fact, the present results are in line with a recent study on samples composed of antigorite and olivine mixtures (Ferrand et al., in revision), which showed that mechanical instabilities develop upon antigorite dehydration and proposed that the largest intermediate-depth earthquakes arise in partly hydrated peridotites rather than serpentinites.

**Keywords:** high pressure; acoustic emission; serpentinite dehydration; intermediate depth earthquakes; synchrotron x-ray diffraction; Deformation-DIA

# 1 Introduction

The origin of intermediate-depth earthquakes, which occur at depths of 60-300 km in subducting slabs, remains enigmatic. Although increasing pressure (P) and temperature (T) conditions are expected to promote ductile deformation of rocks, earthquakes are recorded as deep as 700 km (Cahill and Isacks, 1992). In many cases, intermediate-depth earthquakes (i.e., occurring between 60 and 300 km) delineate two distinct Wadati-Benioff (WB) planes (Brudzinski et al., 2007). The lower plane has been shown by several studies to coincide with the dehydration of antigorite, which occurs at pressures of 1-5 GPa (Dorbath et al., 2008; Hacker et al., 2003; Yamasaki and Seno, 2003).

In fact, the release of fluids upon serpentine breakdown was long considered a possible triggering mechanism, via dehydration embrittlement. In particular, the dehydration of antigorite (the Mg-rich variety of serpentine stable at high PT) was considered as a good candidate to explain lower WB plane seismicity. Raleigh and Paterson (1965) first demonstrated that the rheology of serpentinites is strongly affected by the onset of dehydration. According to the fluid-embrittlement hypothesis, dehydration kinetics with fast fluid production rates do not allow the rock to relax plastically and therefore lead to hydrofracturing (Chollet et al., 2011; Eggler and Ehmann, 2010; Perrillat et al., 2005). However, fast fluid production rates do not necessarily imply strain generation and fracturing. At conditions where the volume change of the reaction is nil or negative (i.e., at 2 GPa or above for antigorite), dehydration can theoretically result in pore pressure reduction and models based on fluid overpressure fail to explain how fluid embrittlement can take place at high pressures (Miller et al., 2003; Nishiyama, 1989). Brittle behavior was nevertheless documented at 1-6 GPa, i.e. by Jung and Green (2004) and Jung et al. (2004), who proposed a mechanism that involves separation of the dehydration fluid and solid reaction products to allow local positive volume change and mode I crack propagation despite high pressures (>2 GPa). Acoustic Emission (AE) recording constitutes an efficient way to identify brittle failure at high pressure. Dobson et al. (2002, 2004) recorded AEs between 1.5 and 8.5 GPa associated with brittle faulting of dehydrating antigorite samples and Jung et al. (2009) also recorded AEs when increasing pressure and temperature beyond the antigorite stability field limit.

More recent experimental studies challenge this classic fluid-embrittlement theory by showing that faulting of serpentinites, related to dehydration, occurs in an aseismic manner. This was shown by the absence of both associated acoustic signal (Gasc et al. 2011b) and mechanical unstable behavior, i.e., stick slip (Chernak and Hirth, 2011) and seems in good agreement with recent results from Okazaki and Hirth (2016). Antigorite presence may still be related to intermediate earthquakes. Other studies proposed indeed that earthquakes may arise in thermally stable antigorite, which undergoes an inverse –and possibly seismogenic– ductile-to-brittle transition with increasing temperature (Chernak and Hirth, 2010; Proctor and Hirth, 2016), thus explaining the occurrence of the lower WB plane intermediate-depth earthquakes.

In order to address the paradox raised by these contradictory experimental results, and assess the seismogenic potential of both dehydrating and stable antigorite, we extend here the work of Gasc et al. (2011b) by using an improved version of the AE experimental setup. This state-of-the-art AE recording setup is in use on the deformation-DIA (D-DIA) press at the beamline 13BM-D of the Advanced Photon Source, Argonne National Laboratory, where stress, strain and reaction advance can be measured in situ. Ten deformation experiments were carried out on cored natural serpentinite samples, both outside and within the stability field of antigorite.

## **2 Experimental details**

### *Data collection setup and starting materials*

The D-DIA setup used here has been extensively used over the last decade and has proved to be extremely efficient at collecting rheology data at pressures up to ~15 GPa (Wang et al., 2003; Wang et al., 2010). For on-line experiments (6 out of 10), full Debye X-ray diffraction (XRD) rings and X-ray radiographies of the sample were collected alternatively in situ with a time step of 6-13 minutes. The XRD can be used for stress and lattice preferred orientation (LPO) quantification as well as for phase identification, whereas radiographies are used to determine the bulk strain (i.e., shortening) of the sample. Lattice strains were extracted from the (0 0 1), (1 0 2) and (16 0 1) *hkl* reflections of antigorite. Stress was then obtained using the elastic constants of Bezacier et al. (2010) and by

averaging the stress values,  $t(hkl)$ , returned from these  $hkl$  planes (see Hilairet et al. (2007), supplementary material).

2.1 mm in diameter and 2-3 mm long samples were cored from a serpentinite block from Patrimonio (Corsica, France). This material has already been used in (Gasc et al., 2011b); it is mainly composed of antigorite with minor amounts of magnetite (Fe-Ni oxide; see supplementary material, Figure S1). The samples were cored at 45° with respect to a visible macroscopic foliation. No LPO could be detected in the XRD patterns collected at ambient conditions, prior to the experiments. However, texture development is observed upon the compression stage, before deformation is performed (see results section for details).

The samples were fitted in a BN sleeve and sandwiched between two densified Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> cylinders that served as pistons during the deformation. Two 5-μm thick gold foils were placed between the samples and the pistons to monitor the length of the sample on the X-ray radiographies. A graphite sleeve was used as a furnace for resistive heating. No thermocouple was used here; temperature was inferred from previously calibrated power-temperature relations. Temperatures mentioned in the present study should therefore be considered with caution and are not used for quantification. However, temperature estimation is not a key aspect of the present study since we do not attempt to provide any information about the stability temperature of antigorite but to investigate the rheology of the samples whether or not experiencing dehydration, which can be monitored using XRD.

The acoustic signal was monitored in order to identify brittle mechanisms possibly associated with deformation and/or dehydration reactions of antigorite. The AE setup used here consists in an improved version of the one used in Gasc et al. (2011b). More information can be found in the supplementary material (Figures S2, S3 and S4). Six piezoelectric transducers (PZT) are used here on the rear of the anvils. Thanks to their size and center frequency, the transducers are sensitive to fractures propagating over distances corresponding typically to grain or sample sizes (typically from 1 μm to 1 mm) and thus constitute a powerful tool to track brittle deformation mechanisms in the sample. Triggered data were recorded during all phases of the experiments (i.e., compression, deformation and decompression) and, in some instances, full (i.e., continuous) waveforms were also

recorded during the deformation/dehydration stage of our experiments (see supporting information, Figure S2).

### *Experimental protocol*

Our samples were first cold-compressed to a pressure (mean stress) of 3 GPa, except for 2 experiments, where a pressure of 5 GPa was achieved. All samples were then shortened by at least ~5 % at temperatures of 230-554°C, i.e., in the stability field of antigorite. As shown by the *Strain vs. Time* curves in Figure 1a, at constant temperature, a steady strain rate is achieved beyond ~5% of strain. This part of the experiments, consisting in constant temperature deformation, will be referred to as stage 1 hereafter. Note that, in our mechanical data (Figure 1), the initial time,  $t_0 = 0$ , corresponds to the time at which the differential rams of the D-DIA were started (strain of  $\varepsilon = 0$ ).

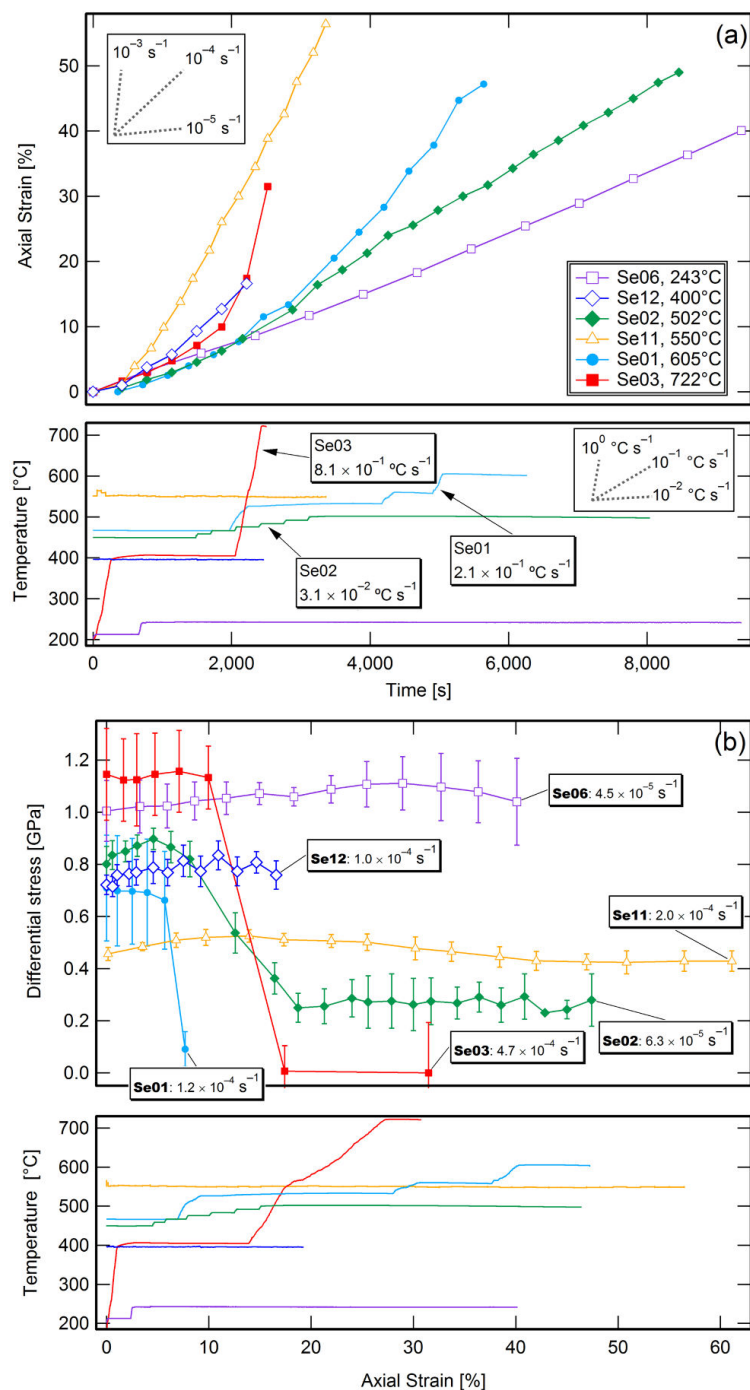


Figure 1: (a) Evolution of bulk standard strain and temperature with time for all six experiments performed with the use of synchrotron XRD. Errors for strain are within symbols size. As a guide to the eye, indicative heating and strain rate slopes are given in the inset boxes. Heating rates given here and reported in table 1 represent the values obtained when crossing the dehydration temperature (for Se01 and Se03) or when the first apparition of the talc-like phase was observed (for Se02). (b) Evolution of the average differential stress (see section 2 for details) and temperature as a function of bulk standard strain for the same experiments. Errors on stress correspond to the dispersion of the stress values returned from the various (hkl) planes used (see section 2 for details). Strain rate values given in the boxes for each experiment are also reported in table 1; they correspond to the linear portion of the strain vs. time curves or to the value observed upon dehydration (for Se01 and Se03).

After stage 1, some samples were heated up to higher temperatures, ranging from 502 to 722°C, with temperature ramps varying from  $\approx 0.03$  to  $0.1^\circ\text{C s}^{-1}$ . This was performed during deformation. Dehydration progress was tracked from diffraction patterns. This is referred to as stage 2 in the following. Because of temperature ramping, strain rates tend to increase over stage 2. The strain rates reported here (table 1) correspond to values obtained when the reaction of interest (either full dehydration or appearance of talc-like phase, see section 3 for details) was observed; they vary from  $\approx 5 \times 10^{-5}$  to  $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Four experiments were carried out following this protocol (Se01, Se02, Se03 and Se08) and in order to compare the mechanical behavior and microseismicity of dehydrating and non-dehydrating samples, six experiments were also carried out without a stage 2, where deformation was performed at constant temperature, within the stability field of antigorite. Finally, all samples were quenched before decompression.

### 3 Results and discussion

We present here the results of ten deformation experiments performed at 3-5 GPa. The conditions and results of each experiment are listed in table 1.

Table 1: Experimental conditions and results. Errors on stress, strain and strain rate are given in parentheses as one standard deviation.

	P [GPa]	T(1) [°C]	S [GPa]	<sup>a</sup> T(2) [°C]	$\dot{T}$ [°C s <sup>-1</sup> ]	$\dot{\epsilon}^b$ [s <sup>-1</sup> ]	Final $\epsilon$ [%]	$\dot{T}/\dot{\epsilon}$ [°C]	# HP-HT AEs	Deformation microstructures
SE01	3	466	0.71 (0.20)	605	2.1E-1	1.2E-4 (1.0E-5)	47.2 (0.3)	1.7E+3	1	distributed
SE02	3	450	0.90 (0.04)	502	3.1E-2	6.3E-5 (1.7E-6)	49.0 (0.3)	4.9E+2	8	conjugated faults
SE03	5	406	1.16 (0.16)	722	8.2E-1	4.7E-4 (1.4E-4)	31.7 (0.3)	1.7E+3	0	distributed
SE05	3	230	-	-	-	1.0E-4 (3.9E-6)	51.9 (2.0)	0	0	conjugated faults
SE06	5	243	1.11 (0.10)	-	-	4.5E-5 (9.9E-7)	40.1 (0.3)	0	1	anastomosed fractures
SE08	3	450	-	503	2.7E-2	9.6E-5 (5.3E-6)	52.6 (2.9)	2.8E+2	5	conjugated faults
SE09	3	502	-	-	-	8.5E-5 (4.9E-6)	50.8 (2.9)	0	8	conjugated faults
SE10	3	554	-	-	-	1.2E-4 (1.0E-5)	58.7 (4.8)	0	9	conjugated faults
SE11	3	550	0.52 (0.02)	-	-	2.0E-4 (5.3E-6)	56.4 (0.4)	0	4	conjugated faults
SE12	3	397	0.83 (0.06)	-	-	1.0E-4 (8.3E-6)	16.1 (0.3)	0	1	distributed (+ inherited compression fault)

<sup>a</sup>Highest temperature reached at the end of stage 2.

<sup>b</sup>Se05, Se08, Se09 and Se10 were performed without XRD. Stress could therefore not be determined and strain rate was estimated from the final bulk strain observed on the recovered sample.

#### 3.1 Mechanical behavior and faulting of stable serpentinite

Observations on recovered samples Se05 and Se06, deformed at the lowest temperatures, i.e., within the stability field of antigorite, are consistent with mechanisms characteristic of the semi-brittle flow (Figure 2). The micrographs show sample barreling, which evidences distributed deformation, as well as corner-to-corner strain localization features. In sample Se06, deformed at ca. 240°C, these features consist in a network of anastomosed fractures, where the deformation is the most intense. Deformation localization via the establishment of fractures is observed in all samples deformed below 500°C. In sample Se05, shortened by ~52% at 230°C, for instance, conjugated faults are clearly evidenced. Progressive localization is accompanied by a grain size reduction process, as suggested by the decrease in the spottiness of the diffraction lines in our XRD data (Figure S5).



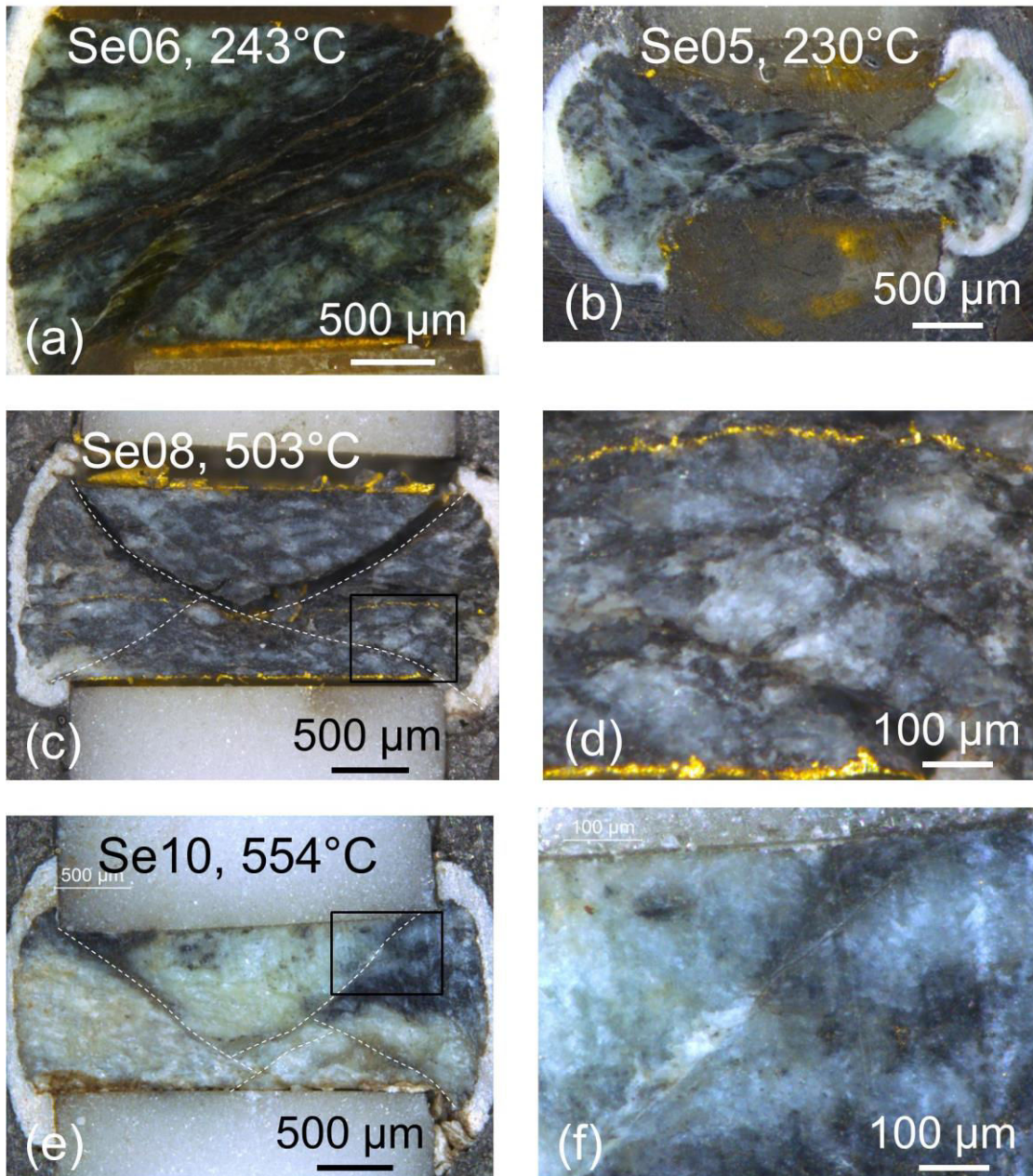


Figure 2: Optical observations of recovered samples. The shortening direction (i.e., principal stress) is vertical on all images. (a) Se06, deformed at 243°C. A network of anastomosed fractures extending from corner to corner is visible. (b) Similar anastomosed fractures are observed on sample Se05, which has been deformed more extensively, i.e., up to  $\epsilon = 0.52$  at 230°C. (c) Sample Se08, deformed at 503°C. Two major conjugated corner-to-corner faults are highlighted with dashed lines. (d) Detail of sample Se08 corresponding to the black box in (c), which evidences the presence of further faults oriented at  $\sim 45^\circ$  to the principal stress direction. (e) Sample Se10, deformed at 554°C. Similar to Se08, conjugated corner-to-corner faults are observed. (f) Detail of sample Se10 according to the black box in (e). The fault here is remarkably preserved and appears to be very sharp. Unlike Se08, no other faults can clearly be evidenced.

We note that, although deformation tends to localize along shear bands, grain size reduction appears to be pervasive. Here, the use of a large X-ray beam (400x400  $\mu\text{m}$  cross section) allowed

sampling a great fraction of the sample and therefore evidences that grain size reduction affects the bulk of the sample. In fact, grain size reduction is also observed upon cold compression (Figure S5), which can generate high stress levels at the contact between grains and result in comminution (Amiguet et al., 2014). As indicated by the smoother distribution of the diffraction intensities with azimuthal angle, grain size reduction also occurs during high PT deformation, in conjunction with the development of shear bands and anastomosed fractures. In addition, our XRD data evidence a rapid LPO development both upon compression and high PT deformation (Figure 3, Figure S5), where a strong alignment of the (001) plane normal to the principal stress is observed.

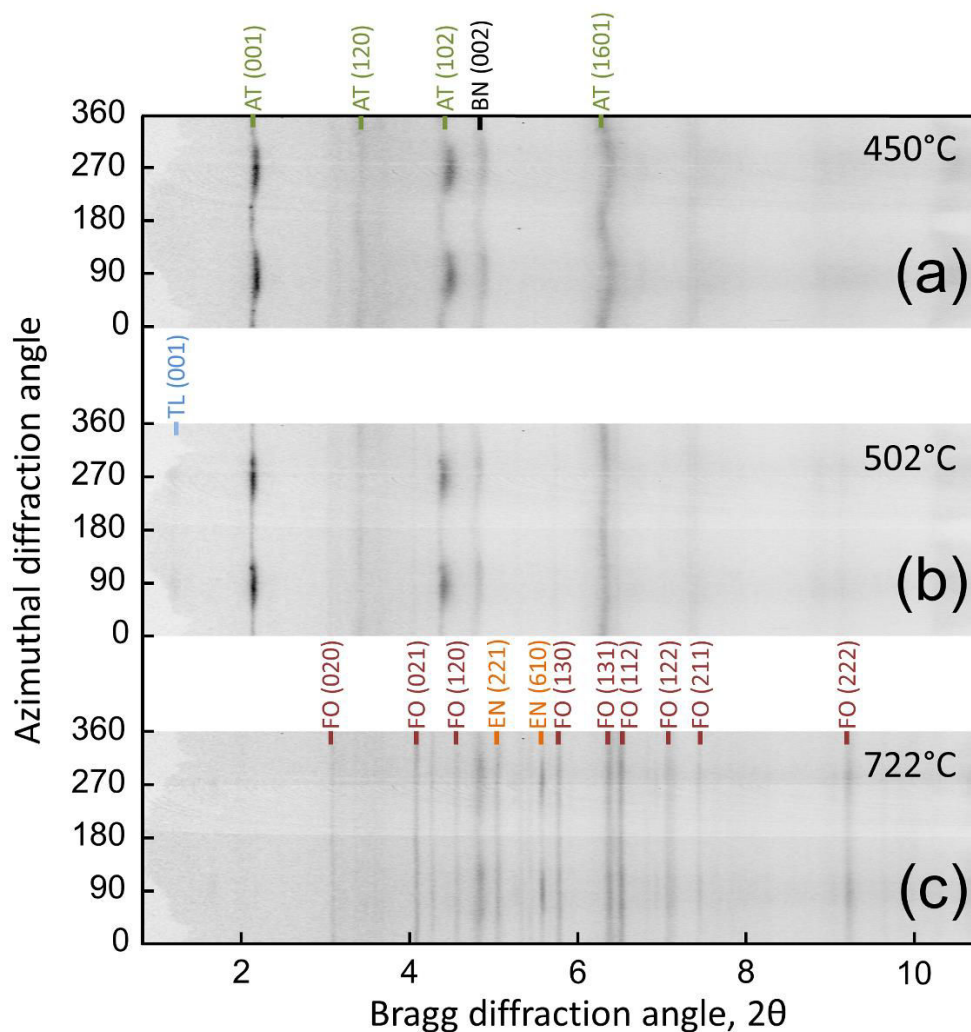


Figure 3: Unrolled diffraction patterns, where 2D circular diffraction patterns are binned radially in order to plot azimuthal angle as a function of  $2\theta$  diffraction angle. Shortening, i.e., principal stress, direction is at  $0^\circ$  and  $180^\circ$ . (a) XRD data collected on sample Se02 at  $450^\circ\text{C}$ , which evidence the sole presence of antigorite; the corresponding micro-stress is 0.9 GPa. Note that the basal diffraction peak of antigorite is most intense close to azimuthal angles of  $90^\circ$  and  $270^\circ$ , which evidences alignment of the basal plane normal to the principal stress. (b) XRD pattern collected on the same sample at  $502^\circ\text{C}$ , after the onset of the dehydration was observed. Diffraction lines of olivine are barely visible. A faint diffraction line at  $2\theta \sim 1.5$  is observed, which relates to the basal plane of the talc-like phase. (c)

Diffraction pattern collected on sample Se03 at 722°C showing full dehydration (i.e., only diffraction lines of olivine and pyroxene are observed).

Six experiments were performed with in situ measurements of differential stress and dehydration reaction advance. Upon deformation stage 1, i.e., at constant temperature, an apparent steady state – corresponding to a stress plateau– is achieved. The peak strengths (maximum differential stress,  $S$ ) of the samples range from 0.52 to 1.16 GPa (Table 1, Figure 1).

Figure 4 illustrates the dependence of  $S$  with strain rate and temperature obtained during stage 1, together with data from previous studies. Data were collected at 3-5 GPa in the D-DIA press for the present study. We also added those of Hilairet et al. (2007; also 3-5 GPa), and those collected at 1.5 GPa by Chernak and Hirth (2010) and Proctor and Hirth (2016). Experimentally deformed serpentinite samples, either cored or sintered from ground powder, display strengths up to ~2 GPa, for the coldest temperatures.

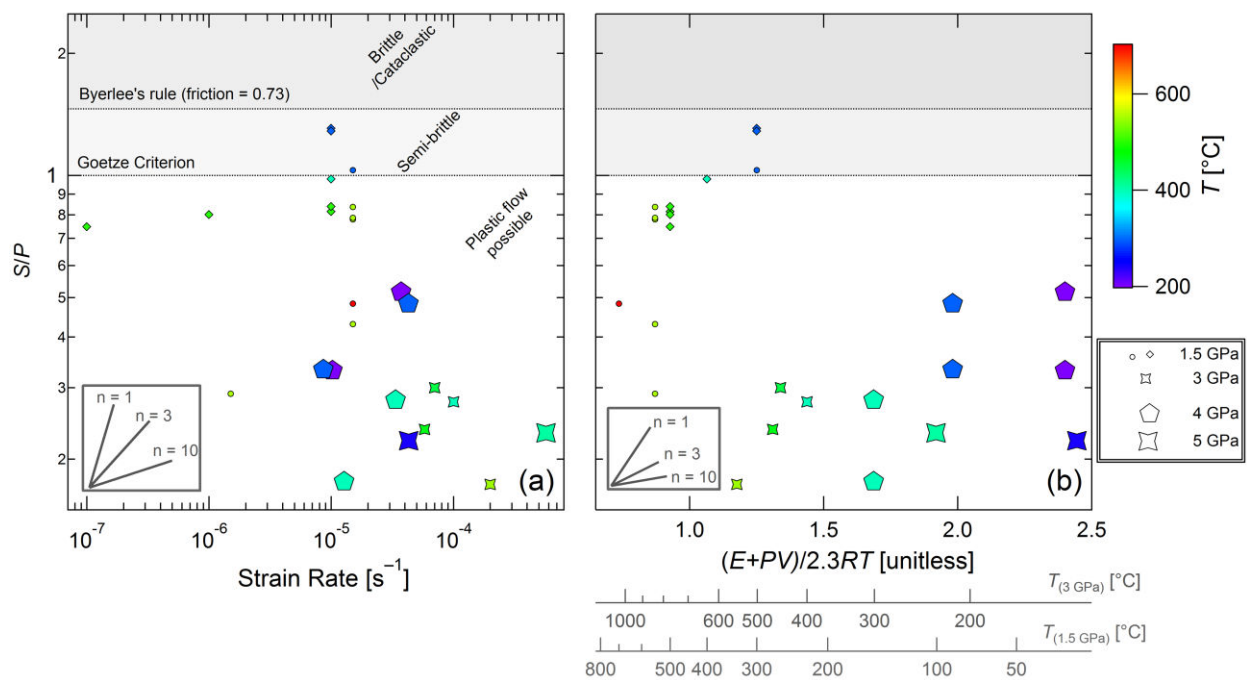


Figure 4: Flow strength over confining pressure of Antigorite. Circles: Chernak and Hirth (2010), Griggs apparatus, cored samples; diamonds: Proctor and Hirth (2016), Griggs apparatus, powdered samples; pentagons: Hilairet et al. (2007), D-DIA, powdered samples; stars: this study, D-DIA, cored samples. PT conditions are given by the symbol size and color, with corresponding values given on the side. (a) Log-log plot of strength over confining pressure against strain rate, where, according to the classic power law for the dislocation creep regime, a linear relation is expected. Indicative  $n$ -exponent slopes are given in the inset. (b) Logarithm of  $S/P$  plotted against the temperature term of the dislocation creep power law (Hilairet et al., 2007).  $R$  is the universal gas constant.  $E = 8.9 \text{ kJ mol}^{-1}$  and  $V = 3.2 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1}$ ; they correspond to the activation energy and volume respectively. At a given

strain rate and pressure, a dislocation creep regime would also define here a linear relation. Corresponding temperatures in °C, at pressures of 1.5 and 3 GPa, are given by the gray axes.

When comparing strength at a given temperature, Figure 4a reveals an apparent inconsistency between the values obtained here, those of Hilairet et al. (2007), and the ones obtained in the Griggs apparatus (Chernak and Hirth, 2010; Proctor and Hirth, 2016), which show larger values despite much lower strain rates. This may be due to differences in both the nature of the samples and the methods used to obtain stress. The changes in terms of elastic constants – used to calculate stress – due to varying PT conditions were neglected here, notably because of the difficulty to precisely estimate confining pressure. Pressure tends to increase during deformation in the D-DIA, which likely causes an underestimation of the obtained stress values. Given the considered PT conditions, however, errors on the elastic constants alone cannot account for the major differences observed in some cases (Mookherjee and Stixrude, 2009). For sample Se11, for instance, the strength is only 0.52 GPa, whereas it is expected to be > 1 GPa, according to previous studies (Figure 4). These discrepancies are likely due to the nature of the samples and deformation mechanisms. As discussed above (Figure 2), we observe substantial strain localization via grain size reduction, which sometimes initiates upon cold compression and thus weakens the samples. It is therefore likely that the rheology of the samples is controlled by the strength of those shear zones, which are weaker than the bulk. Consequently, the values obtained here are much lower than predicted by the flow law given in Hilairet et al (2007).

Datasets by Hilairet et al. (2007) and Chernak and Hirth (2010), display significant and similar strain rate dependence, when comparing data collected at same PT condition. On the other hand, the present data (Figure 4) show minor to no dependence of strength upon strain rate, consistently with strain localization. Proctor and Hirth (2016), who studied fault gouge behavior, also reported very minor rate hardening. This likely translates the high  $S/P$  ratio conditions of these latter data, collected close to or above the Goetze criterion ( $S/P = 1$ ), which does not satisfy the conditions for plastic flow (Kohlstedt et al., 1995), consistently with the brittle strain localization also reported by these authors. In fact, the absence (or minor) dependence of strength upon strain rate translates the fact that antigorite cannot achieve plastic flow by dislocation glide only (e.g. Amiguet et al., 2014). Semi-brittle

mechanisms have indeed been largely documented (Amiguet et al., 2014; Auzende et al., 2015; Chernak and Hirth, 2010).

Figure 4b allows visualizing the impact of temperature on strength. Here, the  $S/P$  ratio is plotted against the temperature term of the classic power law used to describe dislocation creep. The activation energy and volume were taken from Hilairet et al. (2007), where a stress exponent of 3.8 was found. Data from Griggs studies were collected at lower pressure than the ones in the D-DIA and therefore plot of the left hand side of the graph. In addition, they correspond to larger  $S/P$  values. The two data sets, however, show relatively good internal consistency. Interestingly, our data collected between 400 and 550°C, at 3 GPa and  $\sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , seem to agree with a power law, with  $n \sim 1$ . This is also true for the data of Proctor and Hirth (2016), which define a steeper slope ( $n \sim 2$ ).

Our scope here is not a characterization of the deformation mechanisms involved, which was partly addressed by the studies cited above. However, our AE data clearly show that, despite low temperatures and fast strain rates, the observed strain localization takes place in a ductile manner. No more than one AE was detected during these three “low”-temperature deformation experiments (Se05, Se06 and Se12; see Table 1). We relate this to a kind of ductile faulting: an illustration is given by Se12, where, prior to the experiment the sample was cut in half mid-height, normal to the axial principal stress direction, and a gold foil was placed in between the two halves as a strain marker. A large AE was recorded upon compression shortly before reaching the 3 GPa target pressure. X-ray absorption images show that this event is accompanied by an offset of the center Au foil, visibly split by a fault that cuts across. Upon deformation, further offset could be evidenced along this fault (supplementary material, Figures S6 and S7), without recording any associated AEs, which strongly suggests stable slip on the fault plane.

### *3.2 Breakdown of antigorite and the lack of associated seismicity*

In experiments *Se01* and *Se03*, when the temperature was increased beyond the thermal stability of antigorite (i.e., above 600°C), full dehydration was observed in the diffraction patterns. In this case, the XRD data evidence the presence of the high temperature assemblage composed of forsterite and enstatite. The samples show no measurable differential stress after full dehydration, as indicated by the

straight diffraction lines on the unrolled diffraction patterns (Figure 3). This is due to both thermal relaxation and high dehydration rates that further weaken the samples (Rutter and Brodie, 1988).

As can be seen in Table 1, no AEs were recorded upon deformation when heating the serpentinite samples beyond their stability field. Continuous waveforms (streaming) collected during experiments Se01 and Se03 evidence almost completely silent deformation during stage 1 –where only 2 and 1 AE were detected, respectively– and no AE during stage 2. No AE accompanied the stress drop observed upon heating during stage 2 either, regardless of the amount of dehydration products and deformation rate. In fact, it is no surprise here that the breakdown of antigorite at high PT conditions leads to silent shear of our cored samples. Two recent studies have also concluded that simultaneous deformation and dehydration of antigorite samples lead to stable, non-frictional, fault slip (Chernak and Hirth, 2011; Okazaki and Hirth, 2016).

Drainage conditions of the sample are often considered to understand why embrittlement is observed in some instances rather than others. According to classic fluid embrittlement theory, if drainage is too sluggish, pore pressure will build up upon dehydration, which will result in an effective pressure decrease and, in turn, embrittlement. This may be the case in some experiments (Dobson et al., 2002), where, despite the absence of a sealed container, water diffusion outwards the sample and the pressure cell remains slow (Gasc et al., 2011a) compared to fluid production rates. However, at pressures exceeding 2 GPa, the volume change of antigorite dehydration becomes negative and progressively inhibits the development of fluid assisted mechanical instabilities (Ferrand et al., under review). Dehydration embrittlement was nevertheless suggested to take place at much higher confining pressure based on a segregation of the fluid phase from the solid reaction products, which allows mode-I cracks to propagate, regardless of confining pressure (Jung et al., 2009; Jung et al., 2004).

We emphasize here that for experiment Se03, conditions most propitious to faulting were achieved, with elevated strain rates (and therefore elevated pre-dehydration stress) and fast heating rates (Figure 1); and this experiment fails at reproducing the dehydration embrittlement observed in other studies (Jung et al., 2009; Jung et al., 2004). We believe that this discrepancy lies in the nature of the samples used, rather than pressure or drainage conditions. Previous studies (Jung et al., 2009; Jung

et al., 2004) have used partly serpentized samples (containing significant proportions of olivine), which may therefore explain the differences observed between our results and theirs, since the strength of the samples, particularly when dehydrating, is extremely sensitive to the presence of olivine layers. A recent study on sintered samples containing varying proportions of antigorite and olivine (Ferrand et al., in revision) shows indeed that embrittlement is only triggered when enough olivine is present to form a connected network that will fault upon antigorite dehydration. The absence of AEs in experiments Se01 and Se03 therefore confirms this model, suggesting that pure antigorite samples are too weak to yield seismogenic faulting upon dehydration.

### *3.3 Seismic potential of the inverse ductile-to-brittle transition in serpentinite*

With increasing temperature, our antigorite samples undergo an inverse ductile-to-brittle transition around 450-500 °C. Similar to the samples deformed at lower temperature, samples deformed at 500 to 550 °C also show intense grain size reduction (Figure 5). Here too, this is accompanied by a strong LPO development, which attests of a basal (001) plane alignment normal to the principal stress component (Figure 3). Both deformation mechanisms are initiated upon cold compression and continue during high PT deformation. SEM observations in Figure 5 show that basal plane delamination is also observed, although in a much less ubiquitous manner.

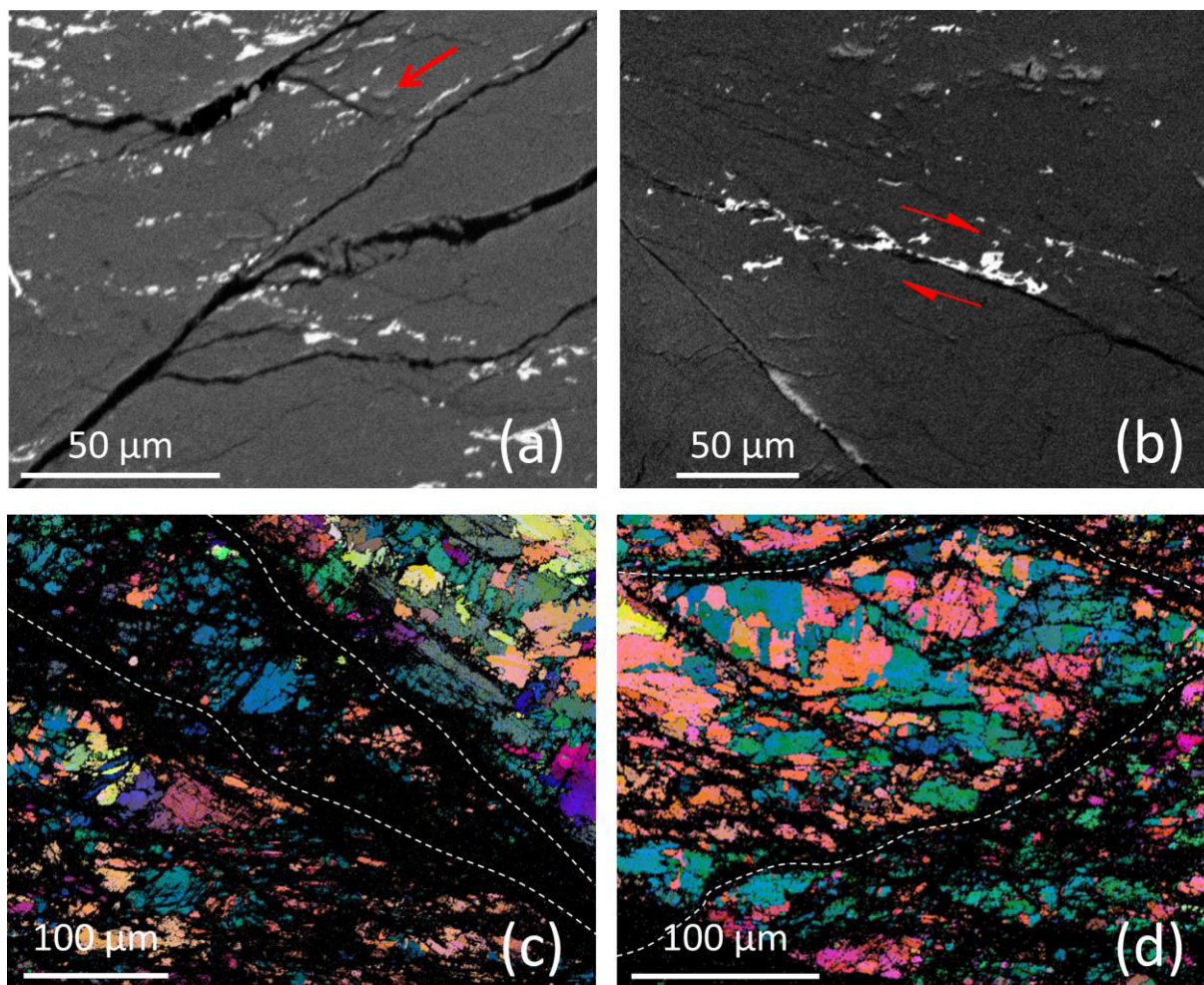


Figure 5: SEM and EBSD observations of sample Se09 deformed at 502°C. (a) and (b) Backscattered SEM images showing shearing of magnetite grains (brighter phase). Shearing and elongation of magnetite grains within the main fault gouge is highlighted by the arrows and indicates displacements of  $\sim 25 \mu\text{m}$ . (c) and (d) EBSD maps with color coded Euler angles. Initial grain size of Antigorite (i.e.  $>10 \mu\text{m}$ ) is preserved in little deformed regions. On the other hand, faults (here highlighted with dashed white curves) are surrounded by damage zones; where fine grain size and large defect concentration prevents from EBSD indexation (black pixels).

In addition, samples deformed between 500 and 550°C exhibit sharp conjugated corner-to-corner faults (Figure 2). AEs were detected for all experiments performed in this temperature range, which attests of the brittle nature of faulting. It is only ambiguous for sample Se02, where an additional fault propagated through the lower piston and extended within the sample where it offsets a former corner-to-corner fault. In this particular case, we therefore cannot exclude that the AEs originate from faulting of the piston. Interestingly, as mentioned above, corner to corner faulting was also evidenced in sample Se05, deformed at the lowest temperature (230°C) and using a fast strain rate of  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , but in that case was not associated with any AEs.



Optically, the faults gouges seem very narrow, and appear to be less than a micron wide when observed under optical microscope or SEM (Figure 2). EBSD observations show that these faults are located in regions of very poor EBSD indexation (Figure 5c and 5d), due to intense grain size reduction (mylonitization) and large defect concentration. Therefore the damage zones associated to the faults can be as wide as 50  $\mu\text{m}$ . The transition from anastomosed fracture networks to more sharply localized faults with increasing temperature resembles recent results from Proctor and Hirth (2016), where the inverse ductile-to-brittle transition of antigorite was illustrated. We note that localization seems to be the sharpest at 550°C, where most of the deformation is accommodated along two single conjugated faults (Figure 2).

The ductile-to-brittle inverse transition was first described occurring in stable antigorite. Here, the observation of a newly formed phase in the XRD patterns, during stage 2, at temperatures as low as 470°C, questions this stable nature. This phase was identified as the so-called talc-like phase by a weak diffraction line at low  $2\theta$  (Figure 3), corresponding to a d-spacing  $>10 \text{ \AA}$  (Perrillat et al., 2005). The breakdown of antigorite to the talc-like phase and forsterite has been evidenced by several experimental studies as an intermediate reaction that is favored by slower heating rates (Gualtieri et al., 2012; Perrillat et al., 2005). The talc-like phase might have grown in a transient way during the experiments in which it was not observed. In *SeO3*, for instance, it was not observed due to much higher heating rates. The first dehydration reaction was therefore observed at temperatures significantly lower than those reported by previous studies (Perrillat et al., 2005). There are multiple parameters that can account for these differences. From a thermodynamics standpoint, the maximum temperature stability of antigorite is obtained for saturated water conditions (i.e., water activity of 1), at  $\sim 2 \text{ GPa}$  and in a iron-free system. Here, the relatively low temperature at which the first dehydration product is observed can therefore be explained by the absence of a sealed container –which results in low water activities– as well as by a larger confining pressure and the presence of iron in the antigorite.

In any case, in the present study, the appearance of the talc-like phase likely affects the strength of the sample. In all experiments indeed, a drastic stress drop is observed upon heating, which results in a strain rate increase, as observed in the *Bulk strain vs. Time* plots (Figure 1). Although this

softening is likely due to plastic relaxation, it may also be caused by the presence of dehydration products weakening the assemblage. During stage 2 of run *Se02* for instance, temperature was increased only by 50°C (i.e., up to 500°C), which caused the stress to drop ~600 MPa (72%). A similar result was obtained in experiment *Se01*, where heating the sample from 470 to 530°C caused the stress to drop from 0.7 to 0.1 GPa. In *Se02*, after the intermediate assemblage appeared, and even though deformation of the sample kept running at constant temperature from 19 to 50% of bulk strain, the stress remained steady at ca. 270 MPa, a value which lies far below all other strength values for antigorite under similar strain rates. Hence, we infer that this latter flow stress (270 MPa) represents the strength of the sample weakened by the minor presence of dehydration products.

Previous studies have explained the inverse ductile-to-brittle transition by invoking variations of the friction coefficient in “thermally stable” antigorite, which seems to drop dramatically with increasing temperature (Chernak and Hirth, 2010; Proctor and Hirth, 2016). Observations of a more brittle behavior when approaching the dehydration temperature were also made on other hydrous phases within their stability field. For both gypsum (Brantut et al., 2011) and talc (Escartin et al., 2008), for instance, brittle faulting is also favored by higher temperatures due to a decrease in the internal friction coefficient. In other terms, with increasing temperature, antigorite –as other hydrous phases– becomes thermodynamically less stable and it becomes energetically less costly for a fault to propagate than to activate mechanisms such as kinking and mylonitization (either via dynamic recrystallization or cataclastic events). Our results suggest that antigorite, particularly in systems open to water, may be unstable at temperatures much lower than previously reported. Consequently, the presence of talc-like, even in minor proportions (< 1%) may be causing the decrease in internal friction that enables faulting. But it remains unclear if, in the present case, faulting is caused by the presence of weaker, newly formed, talc-like phase, or if it is simply due to a decrease in the internal friction when approaching the dehydration temperature.

In addition to microscopy observations, brittle behavior is highlighted by the AE data. A small burst of AEs was recorded in all samples deformed at temperatures ranging from 450 to 554°C. In *Se02*, six triggered AEs were collected at bulk strains of ~30-40%, after the softening and the presence of talc-like was observed. Unfortunately, due to insufficient pre-trigger recording, arrival times of

these events could not be picked and AEs could not be located. However, a detailed examination of the continuous waveform (i.e., streaming) data shows that the first AE has, by far, the largest amplitude and that this main event is followed by a few events that are one to two orders of magnitude smaller (see supplementary material, Figure S2). The main event is likely related to the propagation of a fault evidenced on the recovered sample. We note that faulting occurs with low differential stress, which prevents from measuring any associated stress drop. This behavior showed good reproducibility. In total, five experiments were performed, where samples experienced faulting accompanied by a handful of AEs. The ones that could be located have a source in the sample volume or within uncertainty (Figures S3 and S4).

Brittle behavior was therefore confirmed both by observations of extremely localized strain – along narrow conjugated faults– and by the detection of an associated acoustic signal. Although these observations are consistent with brittle failure and frictional sliding, it should be noted that the number and amplitude of the AEs recorded here is low relative to those that reproduce either shallow or deep earthquakes. In comparison, during the faulting of  $\text{Mg}_2\text{GeO}_4$ -olivine samples, Schubnel et al. (2013) recorded over 500 AEs using the same experimental setup. In addition, the acoustic signal associated to faulting of serpentinite is here at least one magnitude unit lower than for quartz beads (see supplementary information, Figure S4), despite faults propagating over much larger distances (quartz beads size of  $\sim 300\ \mu\text{m}$  on one hand vs. sample sizes about 2 mm in diameter and 3 mm in length on the other hand). This shows that the intermediate-depth earthquake analogue studied here, i.e., 500-550°C faulting of antigorite-rich serpentinite, is much less seismogenic than simple brittle faulting of quartz at low PT conditions, the implications of which are discussed in the following.

### *3.4 Serpentinite related seismicity at mantle pressures*

Deformation of antigorite-serpentinite at low temperatures is aseismic. Even when large amounts of shear are applied, silent, ductile faulting (localized deformation) is observed. This was supported here by the absence of AEs during high PT deformation. Similarly, at high temperature, the absence of AEs upon syndeformational dehydration further confirms recent results of Okazaki and

Hirth (2016), obtained at lower pressures, and tends to rule out dehydration embrittlement as a candidate for intermediate depth seismicity.

On the other hand, AEs were detected, associated to faulting, at ~500-550°C and pressures exceeding 3 GPa, in agreement with the inverse ductile-to-brittle transition of antigorite. This unusual behavior with increasing temperature may translate a decrease in the internal friction coefficient of antigorite. However, in the present case, it may also be related to the partial breakdown of antigorite to the talc-like phase (and water). As discussed above, the early appearance –in terms of temperature– of the talc-like phase may be due to thermodynamic reasons (i.e., low water activity and presence of iron). It is also possible that minor amounts of dehydration are caused by shear heating during deformation. In a recent study, Ferrand et al. (under review) applied stress percolation theory to demonstrate that fractures can propagate between two patches of these weak dehydration products that locally cause high stress concentrations. This mechanism is favored by higher confining pressures that imply a negative volume change (collapse) upon dehydration.

Regardless of the mechanisms involved, the acoustic signal obtained suggests that intermediate-depth seismicity could occur because antigorite-rich serpentinites become brittle, even at great depths, when approaching their dehydration temperature. However, the applicability of this embrittlement process to nature, where deformation takes place orders of magnitude slower, has yet to be demonstrated. It was proposed that scaling between experiments and nature can be done by comparing the relative heating and deformation rates involved, which was done using the so-called thermo-mechanical factor,  $\dot{T}/\dot{\epsilon}$ , in previous studies (Chernak and Hirth, 2011; Okazaki and Hirth, 2016). In these studies, the descending slab is modeled penetrating the mantle at 45° and constant speed (i.e., the plate motion speed) with a constant temperature gradient. Under these conditions, plate motion affects both heating and deformation rates equally (i.e., faster slab subduction implies both faster deformation and heating rate). In this case, assuming that embrittlement depends on the thermo-mechanical parameter, the plate velocity does not impact the triggering earthquakes; only the thickness of the layer across which deformation is distributed directly impacts the value of thermo-mechanical parameter.

In the present study, no AEs were recorded when ramping the temperature from ca. 450 to 500°C (i.e.,  $\dot{T}/\dot{\epsilon} \sim 4 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Instead, AEs were detected when deforming at constant temperature (i.e.,  $\dot{T}/\dot{\epsilon} = 0$ ), at ca. 500 and 550°C (Figure 6). It seems therefore that the inverse ductile-brittle transition of antigorite may only be seismogenic for low thermo-mechanical parameter values (slow heating, relative to deformation rates). Typical values of  $\dot{T}/\dot{\epsilon}$  for subducting slabs were calculated in previous studies assuming strain rates of  $10^{-15}$ - $10^{-13} \text{ s}^{-1}$ . However, we know from exhumed parts of subducted slabs, that intense strain localization occurs at the slab-mantle interface and within the slab itself (Angiboust et al., 2011; Stockhert, 2002; Wassmann and Stoeckhert, 2013). Considering plate motion of 1-10 cm/year, and assuming that deformation is only distributed across 100-1000 m widths results in strain rates of  $\sim 3 \times 10^{-13}$  -  $3 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$  and values of the thermo-mechanical parameter as low as  $\sim 1^\circ\text{C}$  (Figure 6). The maximum value of the thermo-mechanical parameter that allows brittle and seismic faulting of antigorite, associated to the inverse ductile-to-brittle transition, remains uncertain. Based on the above considerations, this parameter may be low enough in the earth to allow brittle faulting of serpentinites at temperatures neighboring 550°C (Figure 6). We also note that, in the case of partially serpentinitized rocks, recent results of Ferrand et al. (under review) indicate that dehydration induced seismicity is possible with  $\dot{T}/\dot{\epsilon} = 2 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$ , a value relevant to subduction zones.

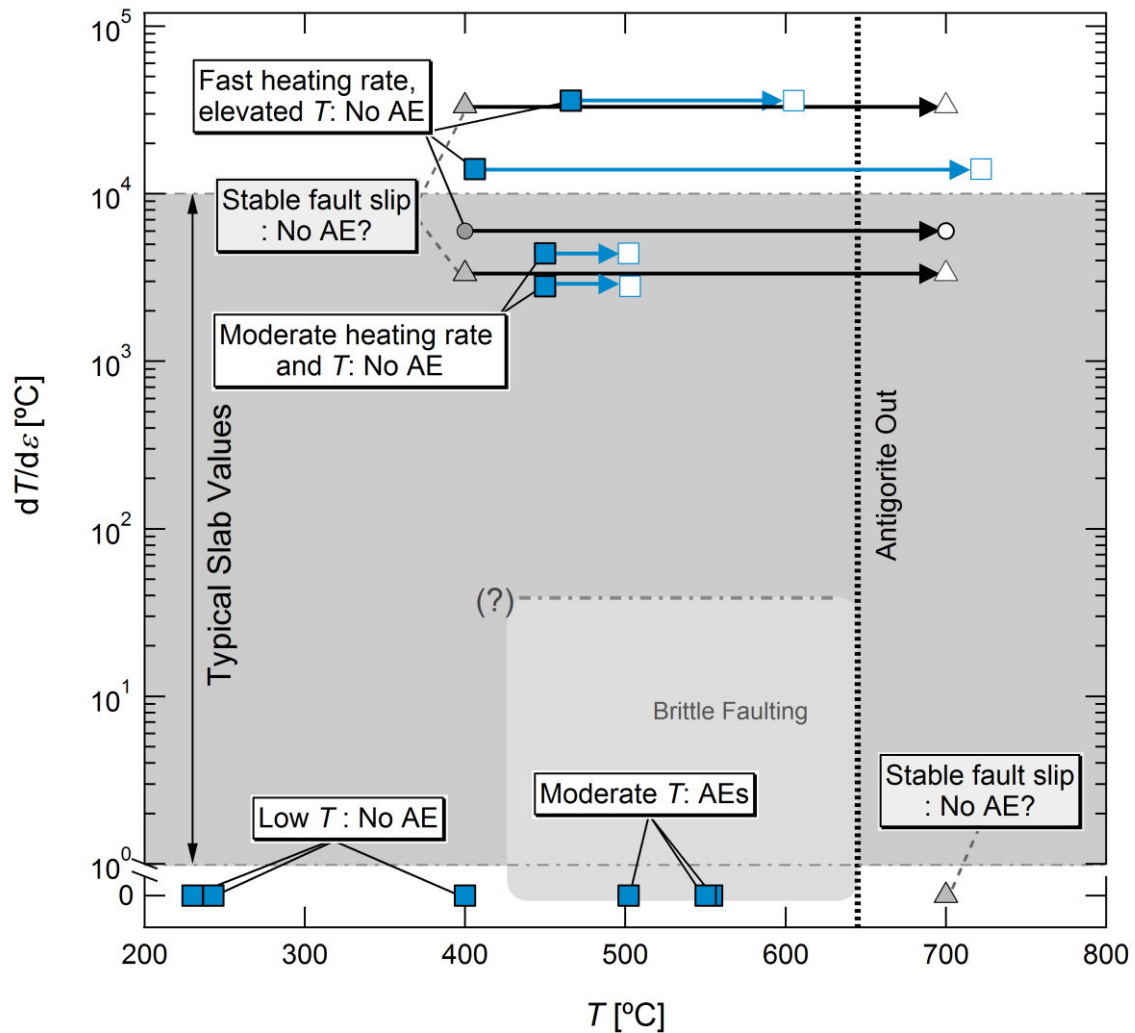


Figure 6: Thermo-mechanical parameter and temperature conditions of serpentinite deformation in Nature and experiments. Triangles, Chernak and Hirth (2011); dots, Okazaki and Hirth (2016), squares, this study. Full and empty symbols connected by an arrow indicate starting and final temperatures, respectively, for temperature ramping experiments. The detection or not of AEs is indicated, except for the study of Chernak and Hirth (2011), where stable fault slip was reported but where no AE technique was used. The lighter grey box indicates the temperature window where brittle faulting may occur in relation to the inverse ductile-to-brittle transition, although, as suggested by the question mark, the extent of it in terms of thermo-mechanical parameter remains to be determined.

In any case, the AEs associated to the inverse ductile-to-brittle transition of antigorite are weak compared to the ones that serve as analogues to deep-focus and shallow earthquakes. An interesting question would be whether or not it is also the case in nature. In other words, are intermediate earthquakes weaker than the shallow or deep focus ones? To compare the relative magnitudes of the different types of earthquakes, we have used the USGS database to extract magnitude and depth information for all the earthquakes that occurred along the Izu-Bonin subduction zone since 1900.

The occurrence of these earthquakes (Figure 7) shows an exponential decrease with depth down to ~250 km. The total amount of energy released between 0-40 km ( $\sim 1.2 \times 10^{16}$  J) is twice larger than what is released between 60 and 300 km; despite a depth interval 6 times narrower. A closer look reveals that both the occurrence rate of intermediate earthquakes and the associated energy released drop dramatically beyond 200 km, thus defining a seismicity gap between 200 and 350 km and suggesting that the mechanisms responsible for major earthquakes between 40-200 km may no longer be viable at pressures greater than ~6 GPa. Although this is not the focus of the present work, we also note that the amount of energy released by deep-focus earthquakes represents about twice what is released by shallow ones.

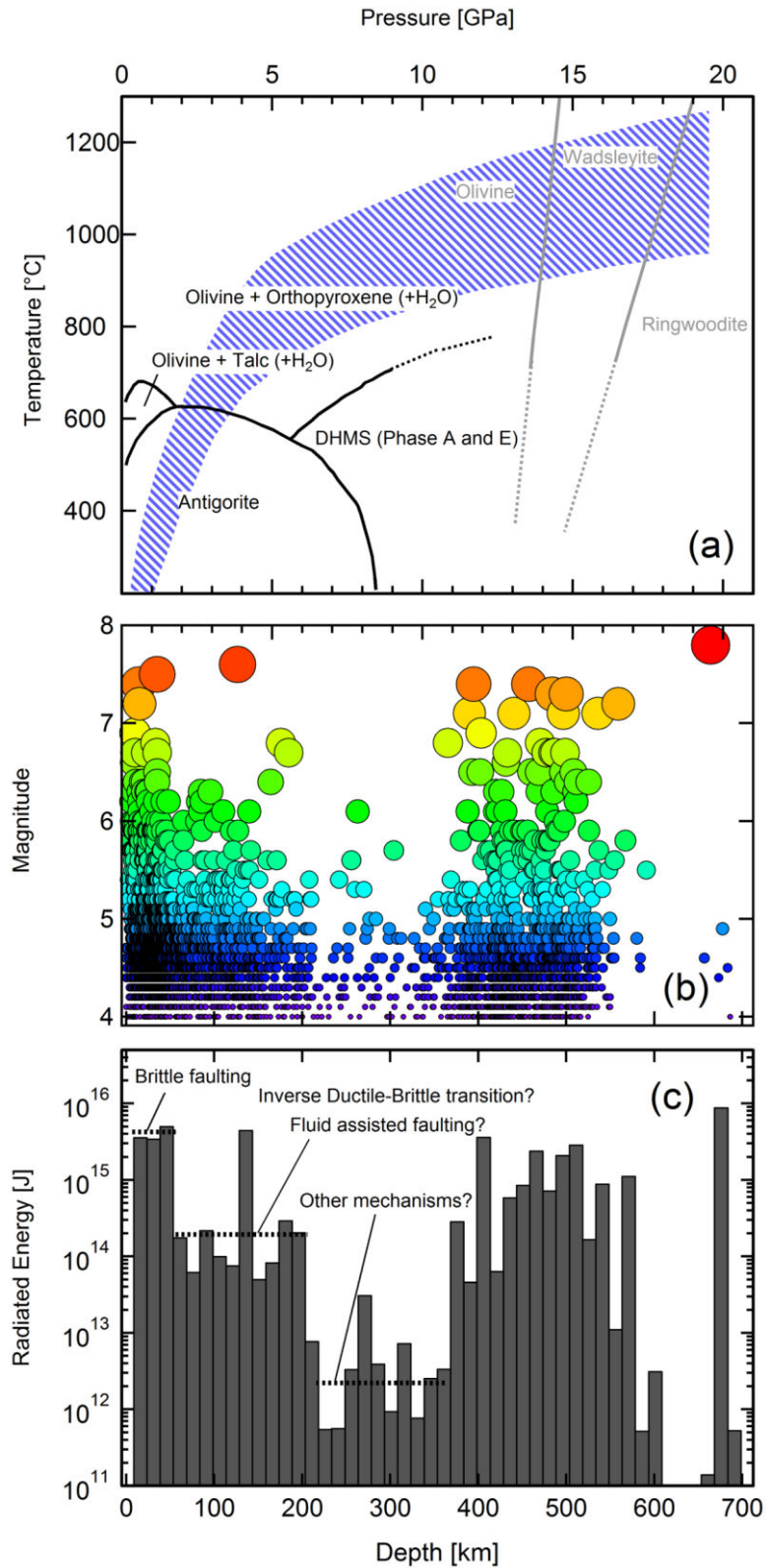


Figure 7: Distribution of seismicity in the Izu-Bonin subduction zone and relation to phase transitions. Horizontal axes, showing Pressure and/or depth, are the same on all panels. (a) *PT* space showing typical geotherm values (Maruyama and Okamoto, 2007; Penniston-Dorland et al., 2015; Syracuse et al., 2010) for an old (>50 Ma) and fast-subducting (~6 cm year<sup>-1</sup>) slab (striped area). Relevant thermodynamic data showing various dehydration reactions of Antigorite are also shown (Gasc et al., 2011) with the black curves, as well as the polymorphic transitions of Olivine to Wadsleyite and Ringwoodite (Akaogi et al., 1989), corresponding to the transition zone (gray curves). (b) Depth



distribution of all 7,344  $M_w \geq 4$  earthquakes included in the USGS database since 1900 for the Izu-Bonin trench. Larger symbol size and warmer color indicate larger magnitude and are therefore redundant information simply used here as a guide to the eye. (c) Summed equivalent radiated energy for these events for 15 km-depth increments, as calculated from moment magnitude.

The dramatic decay in terms of radiated energy from shallow to intermediate conditions is essentially related to a decrease in the occurrence rate with only a minor shift in the magnitude distribution ( $b$ -value dropping from 1 to  $\sim 0.84$ , see supplemental information, Figure S8). Consequently, even though there are fewer magnitude-6+ intermediate-depth earthquakes than shallow ones, the maximum magnitudes of shallow and intermediate-depth earthquakes are comparable ( $M_w \sim 7.5$ ). This is somehow conflicting with what is observed in the present work, where AEs related to serpentinite faulting are at least one magnitude unit lower than those observed upon faulting of quartz beads. In other words, we were not able to reproduce micro-earthquakes with magnitudes comparable to the ones of brittle faulting (see supplementary information, Figure S4). The reason for this difference may reside in the deformation mechanisms at play. A low temperature, more energy is stored in the form of elastic strain and released via brittle fracture propagation, whereas, in the present case, semi-brittle deformation results in lower flow strength, with deformation localizing along weaker shear bands (with strong LPO), which eventually implies less energy release upon failure.

The nature of the faulting itself also plays an important role in generating acoustic signal. Recent experimental results evidenced dynamic weakening and melting on the fault plane during antigorite frictional sliding (Brantut et al., 2016), which also suggests possible earthquake propagation in stable antigorite-rich serpentinites. However, the radiation efficiency in antigorite-serpentinite, at least in the investigated PT conditions, may be much weaker than for faulting of quartz beads or for transformational faulting in germanates (Schubnel et al., 2013). This was demonstrated in nature, where the mechanism invoked to explain intermediate earthquakes, a shear-induced thermal runaway process (Prieto et al., 2012; Prieto et al., 2013), does not involve dehydration and explains why intermediate earthquakes are much more sparse and difficult to reproduce experimentally.

## 4 Conclusions

Deformation and seismogenic potential of antigorite-rich serpentinite were studied here under a wide range of temperatures. Our observations confirm the existence of a brittle and seismogenic temperature window for antigorite around 500-550°C, whereas deformation was aseismic both at low temperature ( $\leq 400^\circ\text{C}$ ) and upon dehydration ( $\geq 600^\circ\text{C}$ ).

However the laboratory “seismogenic” potential of serpentinite in the considered conditions is weak relative to what is observed experimentally for shallow and deep earthquakes conditions and materials. Therefore, the inverse ductile to brittle transition in antigorite, which is causing this mechanical instability, may only be a minor source of seismicity in the earth, and is unable to explain the largest intermediate earthquakes, the magnitude of which should compare with the one of their shallow counterparts. This is consistent with recent results from both seismology and experimental studies, which point out to low radiation efficiency of intermediate earthquakes related to serpentinite faulting. In addition, the present results remind that less energy can be stored in fully serpentinitized rocks due to their lower strength. In experiments here, as well as in nature (Auzende et al., 2015), serpentinites seem to deform preferentially via the establishment of weak mylonitic shear bands, leaving little energy to be released upon failure. It is therefore unlikely for major earthquakes to initiate in fully serpentinitized bodies within subducting slabs. Partly hydrated rocks, on the other hand, may yield stronger acoustic signal upon either ductile-to-brittle transition or dehydration related faulting (Ferrand et al., under review). To conclude, it is likely that the largest intermediate events, such as the  $M_w \sim 7.6$  shown in Figure 7b, are not related to serpentinite faulting but rather involve adjacent peridotites. In fact, the influence of dehydration fluids percolating through peridotites at mantle pressures still remains to be investigated and may provide an explanation for the occurrence of large earthquakes at earth-mantle depths.

## **Acknowledgements**

JG's work at GSE-CARS/University of Chicago was funded by NSF grant EAR-1361276. He is currently funded by the french program ANR-INDIGO (#14-CE33-0011). N.H. acknowledges funding from ANR-JC DELF to A.S. and the PNP INSU program. The authors wish to thank Nicolas Brantut, José-Alberto Padron-Navarta, Sylvie Demouchy and Andréa Tommasi for very helpful insights. We thank Fabrice Barou for his valuable help with the EBSD data and Mark Rivers for kindly accepting to collect X-ray tomography images on one of our samples.

## References

- Akaogi, M., Ito, E., Navrotsky, A., 1989. Olivine-modified spinel-spinel transitions in the system  $Mg_2SiO_4$ - $Fe_2SiO_4$  - calorimetric measurements, thermochemical calculation, and geophysical application. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets* 94, 15671-15685.
- Amiguet, E., Van de Moortele, B., Cordier, P., Hilairet, N., Reynard, B., 2014. Deformation mechanisms and rheology of serpentines in experiments and in nature. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 119, 4640-4655.
- Angiboust, S., Agard, P., Raimbourg, H., Yamato, P., Huet, B., 2011. Subduction interface processes recorded by eclogite-facies shear zones (Monviso, W. Alps). *Lithos* 127, 222-238.
- Auzende, A.L., Escartin, J., Walte, N.P., Guillot, S., Hirth, G., Frost, D.J., 2015. Deformation mechanisms of antigorite serpentinite at subduction zone conditions determined from experimentally and naturally deformed rocks. *Earth and Planetary Science Letters* 411, 229-240.
- Bezacier, L., Reynard, B., Bass, J.D., Sanchez-Valle, C., Van de Moortele, B.V., 2010. Elasticity of antigorite, seismic detection of serpentinites, and anisotropy in subduction zones. *Earth and Planetary Science Letters* 289, 198-208.
- Brantut, N., Passelegue, F.X., Deldicque, D., Rouzaud, J.N., Schubnel, A., 2016. Dynamic weakening and amorphization in serpentinite during laboratory earthquakes. *Geology* 44, 607-610.
- Brantut, N., Schubnel, A., Gueguen, Y., 2011. Damage and rupture dynamics at the brittle-ductile transition: The case of gypsum. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 116.
- Brudzinski, M.R., Thurber, C.H., Hacker, B.R., Engdahl, E.R., 2007. Global prevalence of double Benioff zones. *Science* 316.
- Cahill, T., Isacks, B.L., 1992. Seismicity and shape of the subducted nazca plate. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 97, 17503-17529.
- Chernak, L.J., Hirth, G., 2010. Deformation of antigorite serpentinite at high temperature and pressure. *Earth and Planetary Science Letters* 296, 23-33.
- Chernak, L.J., Hirth, G., 2011. Syndeformational antigorite dehydration produces stable fault slip. *Geology* 39.
- Chollet, M., Daniel, I., Koga, K.T., Morard, G., van de Moortele, B., 2011. Kinetics and mechanism of antigorite dehydration: Implications for subduction zone seismicity. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 116.
- Dobson, D.P., Meredith, P.G., Boon, S.A., 2002. Simulation of subduction zone seismicity by dehydration of serpentine. *Science* 298, 1407-1410.
- Dobson, D.P., Meredith, P.G., Boon, S.A., 2004. Detection and analysis of microseismicity in multi anvil experiments. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 143, 337-346.
- Dorbath, C., Gerbault, M., Carrier, G., Guiraud, M., 2008. Double seismic zone of the Nazca plate in northern Chile: High-resolution velocity structure, petrological implications, and thermomechanical modeling. *Geochemistry Geophysics Geosystems* 9, 29.
- Eggler, D.H., Ehmann, A.N., 2010. Rate of antigorite dehydration at 2 GPa applied to subduction zones. *American Mineralogist* 95.

- Escartin, J., Andreani, M., Hirth, G., Evans, B., 2008. Relationships between the microstructural evolution and the rheology of talc at elevated pressures and temperatures. *Earth and Planetary Science Letters* 268, 463-475.
- Gasc, J., Brunet, F., Bagdassarov, N., Morales-Florez, V., 2011a. Electrical conductivity of polycrystalline Mg(OH)<sub>2</sub> at 2 GPa: effect of grain boundary hydration-dehydration. *Physics and Chemistry of Minerals* 38, 543-556.
- Gasc, J., Schubnel, A., Brunet, F., Guillon, S., Mueller, H.-J., Lathe, C., 2011b. Simultaneous acoustic emissions monitoring and synchrotron X-ray diffraction at high pressure and temperature: Calibration and application to serpentinite dehydration. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 189, 121-133.
- Gualtieri, A.F., Giacobbe, C., Viti, C., 2012. The dehydroxylation of serpentine group minerals. *American Mineralogist* 97, 666-680.
- Hacker, B.R., Peacock, S.M., Abers, G.A., Holloway, S.D., 2003. Subduction factory - 2. Are intermediate-depth earthquakes in subducting slabs linked to metamorphic dehydration reactions? *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 108.
- Hilaret, N., Reynard, B., Wang, Y.B., Daniel, I., Merkel, S., Nishiyama, N., Petitgirard, S., 2007. High-pressure creep of serpentinite, interseismic deformation, and initiation of subduction. *Science* 318, 1910-1913.
- Jung, H., Fei, Y.W., Silver, P.G., Green, H.W., 2009. Frictional sliding in serpentinite at very high pressure. *Earth and Planetary Science Letters* 277, 273-279.
- Jung, H., Green, H.W., 2004. Experimental faulting of serpentinite during dehydration: Implications for earthquakes, seismic low-velocity zones, and anomalous hypocenter distributions in subduction zones. *International Geology Review* 46, 1089-1102.
- Jung, H., Green, H.W., Dobrzhinetskaya, L.F., 2004. Intermediate-depth earthquake faulting by dehydration embrittlement with negative volume change. *Nature* 428, 545-549.
- Kohlstedt, D.L., Evans, B., Mackwell, S.J., 1995. Strength of the lithosphere - constraints imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 100, 17587-17602.
- Maruyama, S., Okamoto, K., 2007. Water transportation from the subducting slab into the mantle transition zone. *Gondwana Research* 11, 148-165.
- Miller, S.A., van der Zee, W., Olgaard, D.L., Connolly, J.A.D., 2003. A fluid-pressure feedback model of dehydration reactions: experiments, modelling, and application to subduction zones. *Tectonophysics* 370, 241-251.
- Mookherjee, M., Stixrude, L., 2009. Structure and elasticity of serpentinite at high-pressure. *Earth and Planetary Science Letters* 279, 11-19.
- Nishiyama, T., 1989. Kinetics of hydrofracturing and metamorphic veining. *Geology* 17, 1068-1071.
- Okazaki, K., Hirth, G., 2016. Dehydration of lawsonite could directly trigger earthquakes in subducting oceanic crust. *Nature* 530, 81-+.
- Penniston-Dorland, S.C., Kohn, M.J., Manning, C.E., 2015. The global range of subduction zone thermal structures from exhumed blueschists and eclogites: Rocks are hotter than models. *Earth and Planetary Science Letters* 428, 243-254.

- Perrillat, J.P., Daniel, I., Koga, K.T., Reynard, B., Cardon, H., Crichton, W.A., 2005. Kinetics of antigorite dehydration: A real-time X-ray diffraction study. *Earth and Planetary Science Letters* 236, 899-913.
- Prieto, G.A., Beroza, G.C., Barrett, S.A., Lopez, G.A., Florez, M., 2012. Earthquake nests as natural laboratories for the study of intermediate-depth earthquake mechanics. *Tectonophysics* 570, 42-56.
- Prieto, G.A., Florez, M., Barrett, S.A., Beroza, G.C., Pedraza, P., Blanco, J.F., Poveda, E., 2013. Seismic evidence for thermal runaway during intermediate-depth earthquake rupture. *Geophysical Research Letters* 40, 6064-6068.
- Proctor, B., Hirth, G., 2016. "Ductile to brittle" transition in thermally stable antigorite gouge at mantle pressures. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 121, 1652-1663.
- Raleigh, C.B., Paterson, M.S., 1965. Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications. *Journal of Geophysical Research* 70, 3965-&.
- Rutter, E.H., Brodie, K.H., 1988. Experimental syntectonic dehydration of serpentinite under conditions of controlled pore water-pressure. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets* 93, 4907-4932.
- Schubnel, A., Brunet, F., Hilairet, N., Gasc, J., Wang, Y., Green, H.W., II, 2013. Deep-Focus Earthquake Analogs Recorded at High Pressure and Temperature in the Laboratory. *Science* 341, 1377-1380.
- Stoekhert, B., 2002. Stress and deformation in subduction zones: insight from the record of exhumed metamorphic rocks. *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics: Current Status and Future Perspectives* 200, 255-274.
- Syracuse, E.M., van Keken, P.E., Abers, G.A., 2010. The global range of subduction zone thermal models. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 183, 73-90.
- Wang, Y.B., Durham, W.B., Getting, I.C., Weidner, D.J., 2003. The deformation-DIA: A new apparatus for high temperature triaxial deformation to pressures up to 15 GPa. *Review of Scientific Instruments* 74, 3002-3011.
- Wang, Y.B., Hilairet, N., Dera, P., 2010. Recent Advances in High Pressure and Temperature Rheological Studies. *Journal of Earth Science* 21, 495-516.
- Wassmann, S., Stoekhert, B., 2013. Rheology of the plate interface - Dissolution precipitation creep in high pressure metamorphic rocks. *Tectonophysics* 608, 1-29.
- Yamasaki, T., Seno, T., 2003. Double seismic zone and dehydration embrittlement of the subducting slab. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 108.



---

## ANNEXE 4

- Figure 3.16 (**chapitre 3**);
- Figure 4.3 (**chapitre 4**);
- Figure 5.3 (**chapitre 5**);
- Figure 5.4 (**chapitre 5**);
- Assemblage photographique montrant l’affleurement de l’*embarcadère* depuis la rive droite de la rivière *Sésia*, et interprétation complète. Le détail de l’interprétation est expliqué dans le texte (**chapitre 5**);
- Figure 5.11 (**chapitre 5**).



$\sigma_1$

100  $\mu\text{m}$

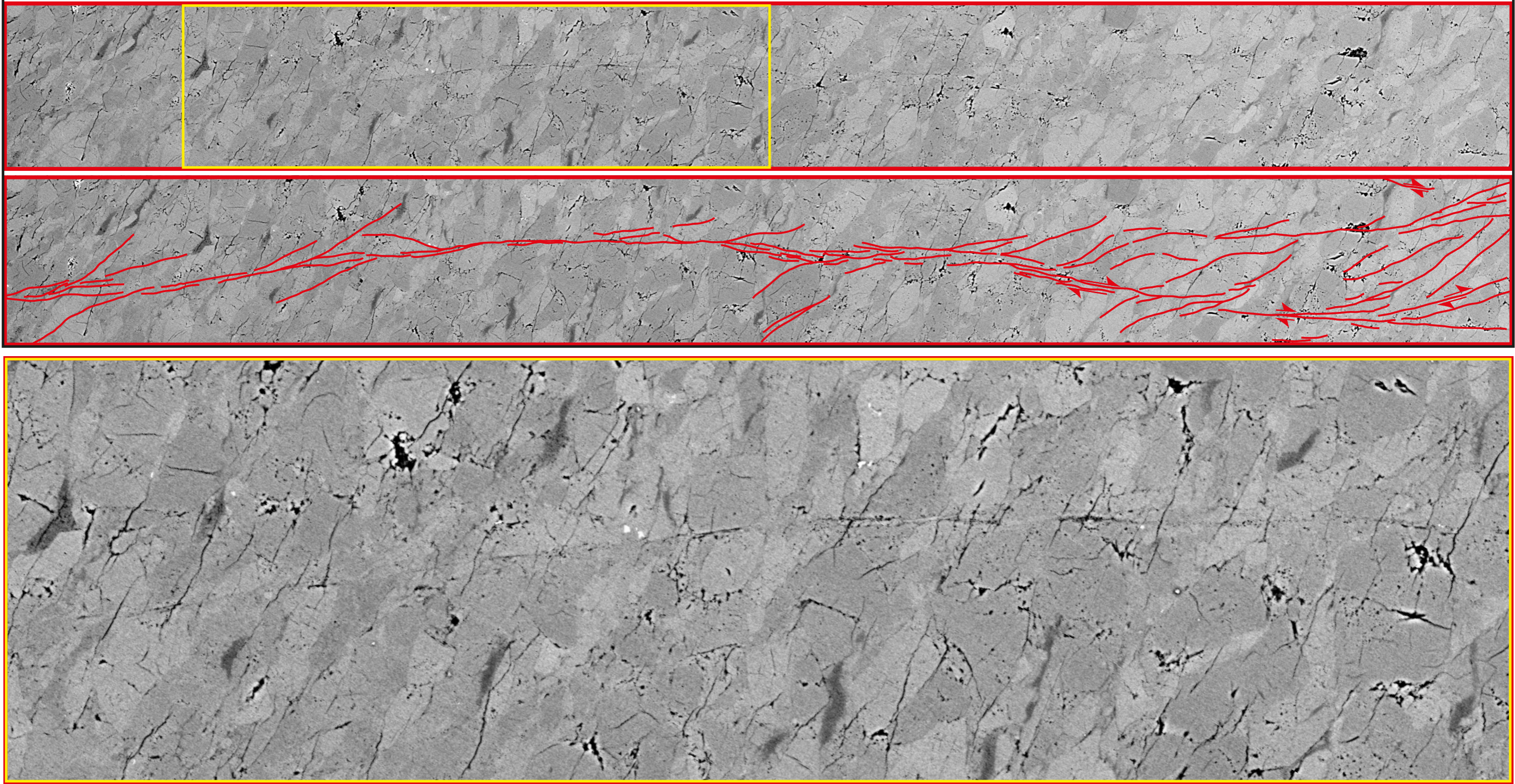


FIGURE 3.15 : Micrographe (MEB) de la faille formée à haute pression localisée en Figure 3.15 avec et sans interprétation. Échantillon 05-1.1. Détails en Figures 3.21 et 3.22.

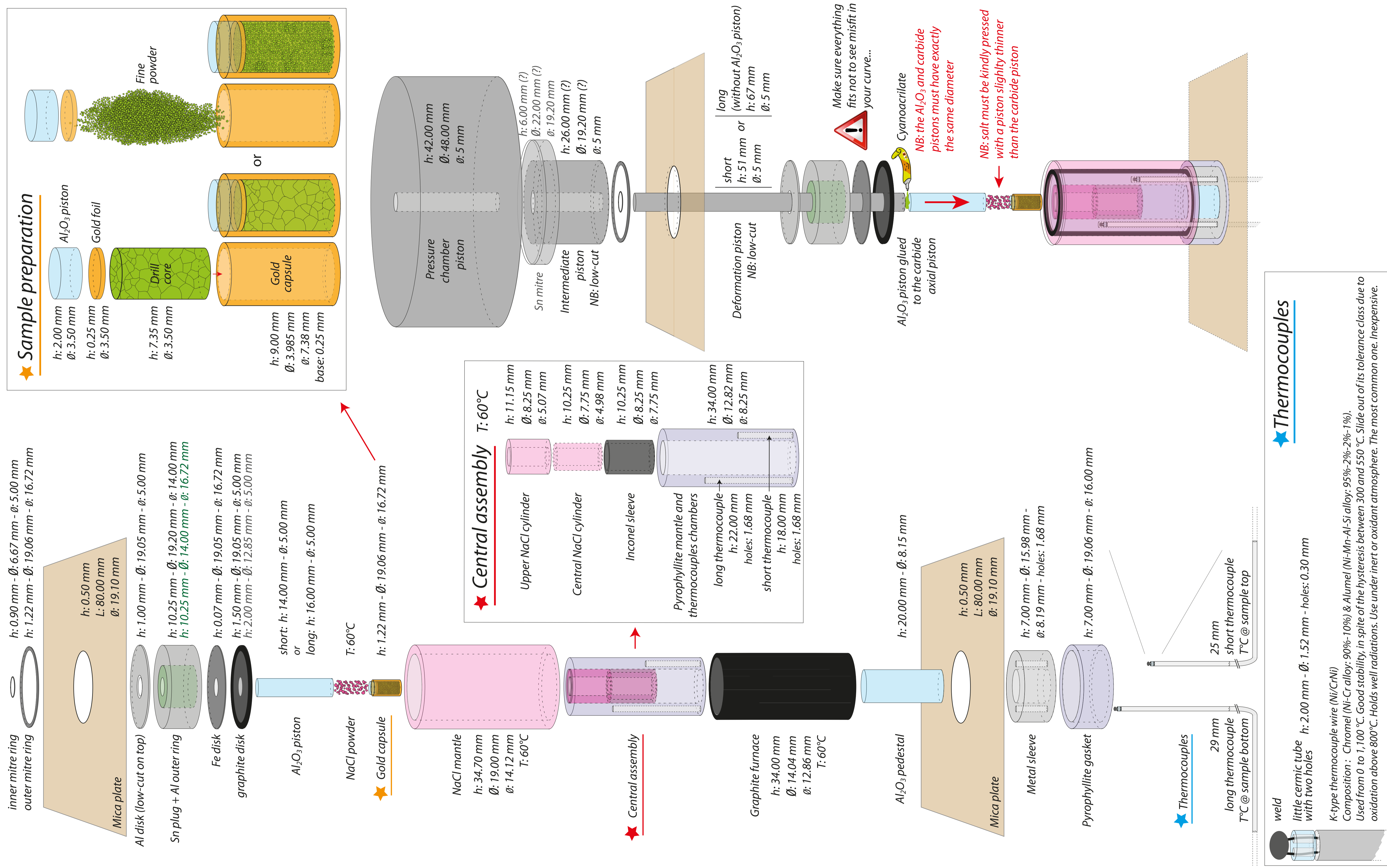


FIGURE 4.3 : Planche synthétique de la préparation d'une expérience en Griggs.

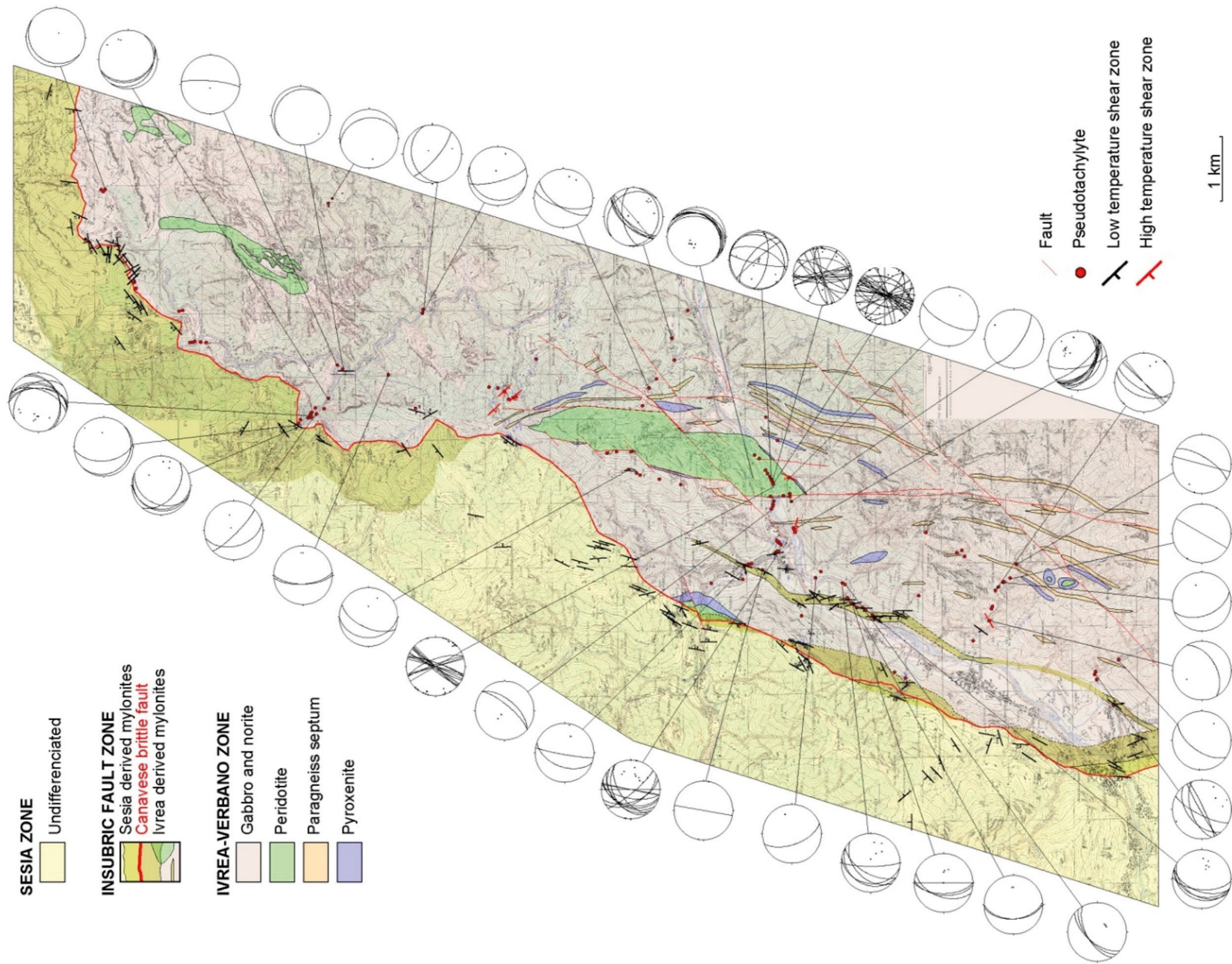


FIGURE 5.3 : Carte tectonique autour de la région de contact entre la **Zone de Sésia** et la **Zone d'Ivrée**, répertoriant les lieux où des pseudotachylites ont été observées. Figure issue de Souquière (2010).

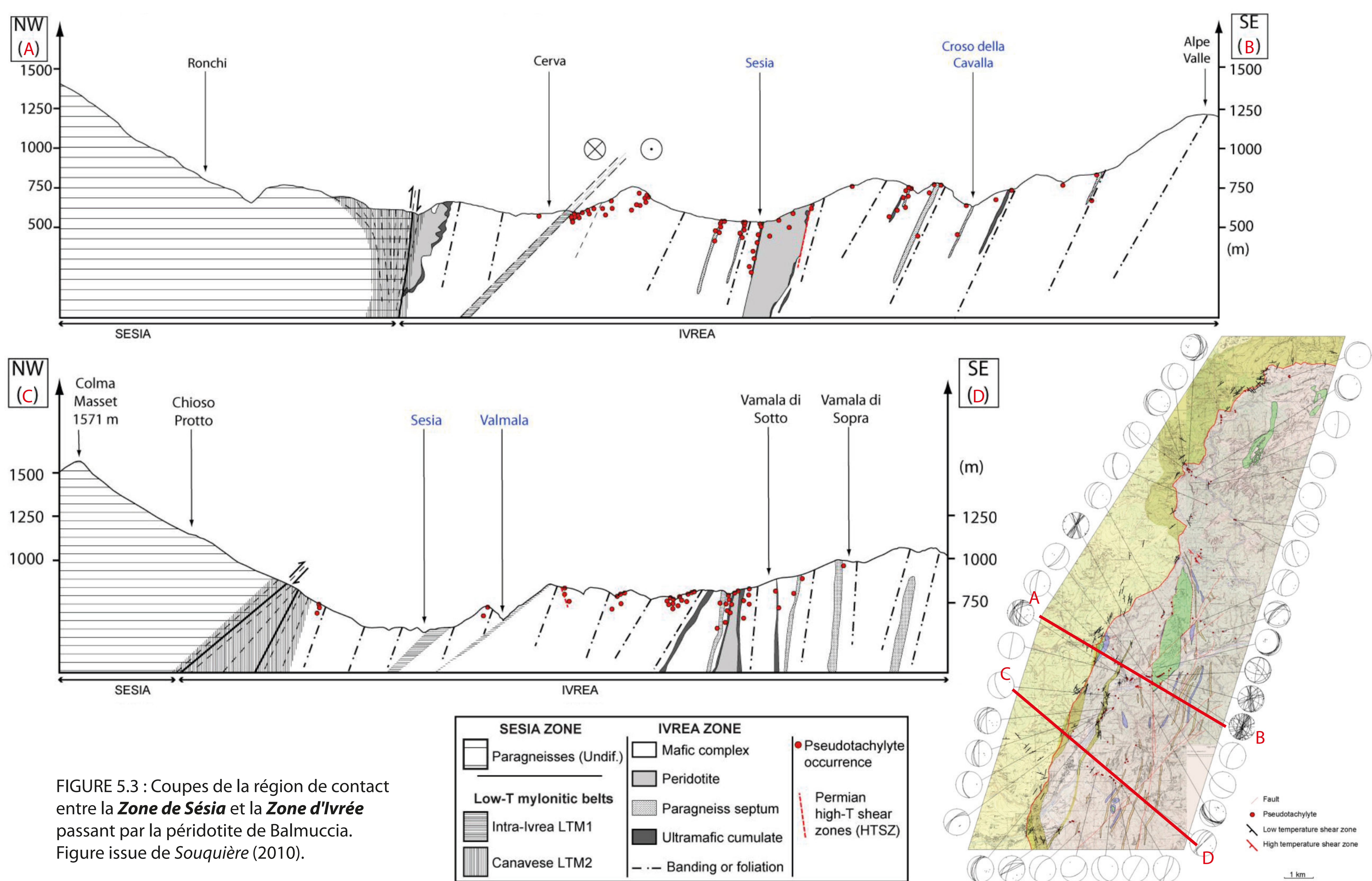
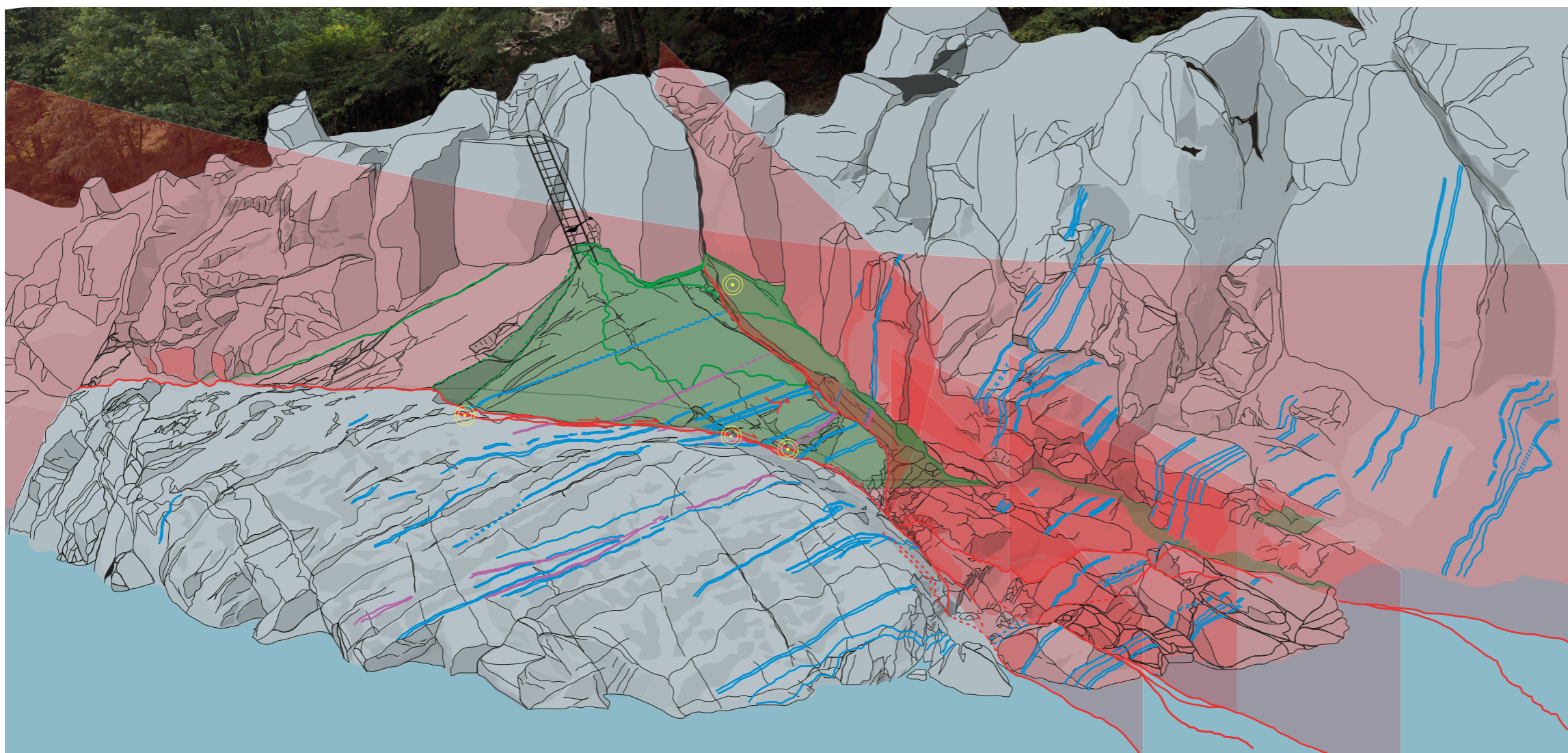


FIGURE 5.3 : Coupes de la région de contact entre la **Zone de Sésia** et la **Zone d'Ivrée** passant par la péridotite de Balmuccia. Figure issue de Souquière (2010).



Assemblage photographique montrant l'affleurement de l'*embarcadère* depuis la rive droite de la rivière *Sésia*.



Dessin d'interprétation de l'affleurement de l'*embarcadère*. Légende en Figure 5.5.

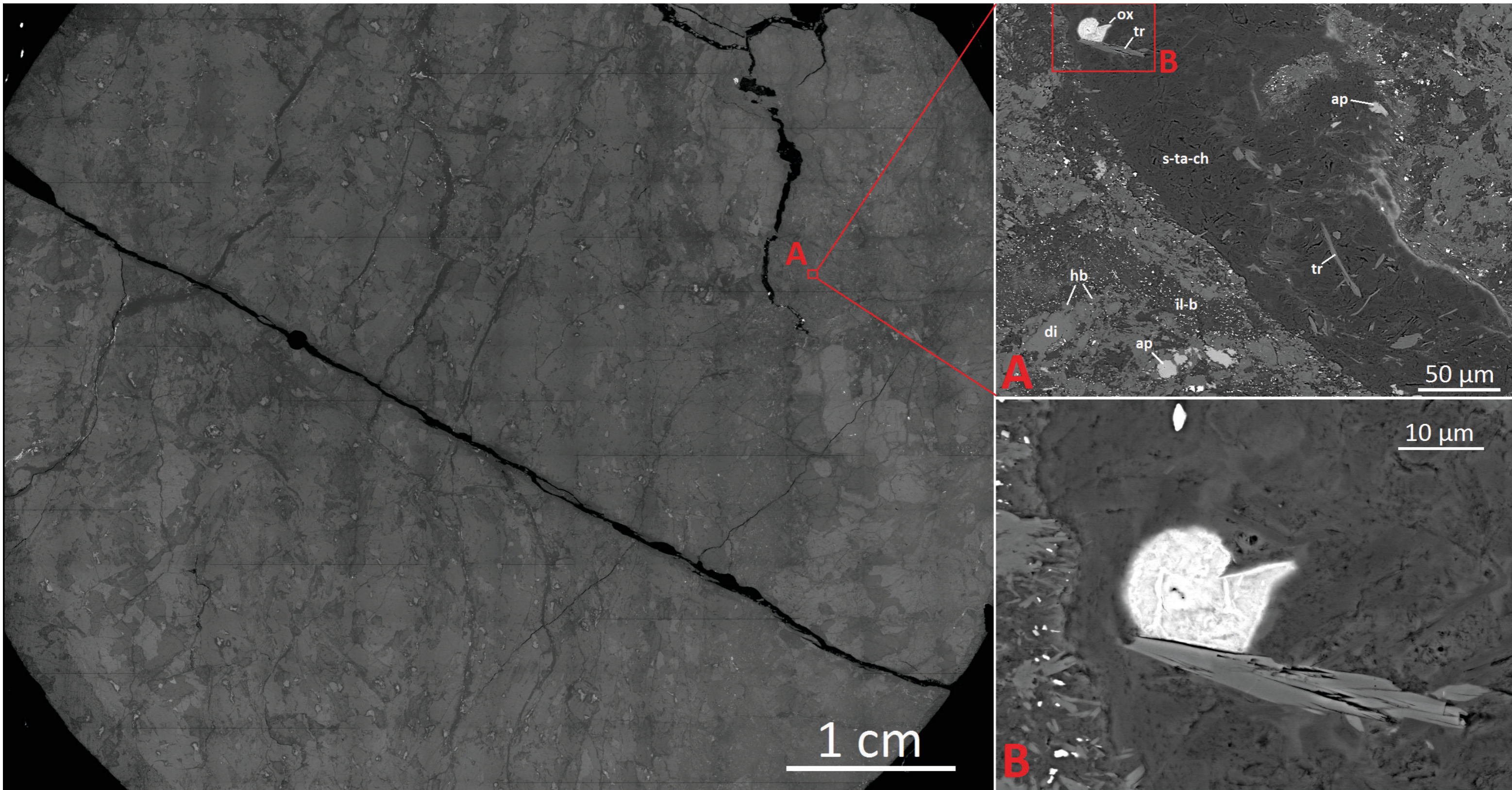


FIGURE 5.11 : Observation de l'échantillon E2 localisé en Figures 5.5 et 5.7.

ox = oxydes ; tr = trémolite ; s = serpentine ; ta = talc ; ch = chlorite ; hb = hornblende ; di = diopside ; il = ilménite ; ap = apatite ; b = biotite.



---

## BIBLIOGRAPHIE

- Abercrombie, R. E., & G. Ekström (2003), A reassessment of the rupture characteristics of oceanic transform earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, **108**, 2225.
- Abercrombie, R. E., & G. Ekström (2001), Earthquake slip on oceanic transform faults, *Nature*, **410** (6824), 74–77.
- Abercrombie, R. E., & J. Rice (2005), Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening?, *Geophys. J. Int.*, **162**, 406–424, doi :10.1111/j.1365-246X.2005.02579.x.
- Abers, G. A. (2005), Seismic low-velocity layer at the top of subducting slabs : observations, predictions, and systematics, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **149** (1), 7–29.
- Abers, G. A., & G. Sarker (1996), Dispersion of regional body waves at 100-150 km depth beneath Alaska : In situ constraints on metamorphism of subducted crust, *Geophysical research letters*, **23** (10), 1171–1174.
- Abers, G. A., P. E. van Keken, E. A. Kneller, A. Ferris, & J. C. Stachnik (2006), The thermal structure of subduction zones constrained by seismic imaging : Implications for slab dehydration and wedge flow, *Earth and Planetary Science Letters*, **241** (3), 387–397.
- Abers, G. A., L. S. MacKenzie, S. Rondenay, Z. Zhang, A. G. Wech, & K. C. Creager (2009), Imaging the source region of Cascadia tremor and intermediate-depth earthquakes, *Geology*, **37** (12), 1119–1122.
- Abers, G. A., J. Nakajima, P. E. van Keken, S. Kita, & B. R. Hacker (2013), Thermal-petrological controls on the location of earthquakes within subducting plates, *Earth and Planetary Science Letters*, **369**, 178–187.
- Abramson, E., J. Brown, L. Slutsky, & J. Zaug (1997), The elastic constants of San Carlos olivine to 17 GPa, *J. Geophys. Res.*, **102**, 12,253–12,263.



- Agard, P., B. Goffé, J. L. Touret, & O. Vidal (2000), Retrograde mineral and fluid evolution in high-pressure metapelites (Schistes lustrés unit, Western Alps), *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **140** (3), 296–315.
- Agard, P., L. Jolivet, & B. Goffé (2001), Tectonometamorphic evolution of the Schistes Lustres Complex; implications for the exhumation of HP and UHP rocks in the Western Alps, *Bulletin de la Société géologique de France*, **172** (5), 617–636.
- Agard, P., P. Yamato, L. Jolivet, & E. Burov (2009), Exhumation of oceanic blueschists and eclogites in subduction zones : timing and mechanisms, *Earth-Science Reviews*, **92** (1), 53–79.
- Allmann, B. P., & P. M. Shearer (2009), Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **114** (B01310), doi :10.1029/2008JB005821.
- Amiguet, E., B. Van De Moortèle, P. Cordier, N. Hilairret, & B. Reynard (2014), Deformation mechanisms and rheology of serpentines in experiments and in nature, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119** (6), 4640–4655.
- Andersen, T., & H. Austrheim (2006), Fossil earthquakes recorded by pseudotachylytes in mantle peridotite from the Alpine subduction complex of Corsica, *Earth and Planetary Science Letters*, **242**, 58–72.
- Andersen, T., H. Austrheim, N. Deseta, P. Silkoset, & L. Ashwal (2014), Large subduction earthquakes along the fossil Moho in Alpine Corsica, *Geology*, **42**, 395–398.
- Anderson, E. M. (1905), The dynamics of faulting, *Transactions of the Edinburgh Geological Society*, **8** (3), 387–402.
- Anderson, H. J., & J. Zhang (1991), Long-period seismic radiation from the May 23, 1989, Macquarie Ridge Earthquake : Evidence for coseismic slip in the mantle?, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **96** (B12), 19,853–19,863.
- Andreani, M., O. Grauby, A. Baronnet, & M. Muñoz (2008), Occurrence, composition and growth of polyhedral serpentine, *European Journal of Mineralogy*, **20** (2), 159–171.
- Angevine, C., & D. Turcotte (1983), Porosity reduction by pressure solution : a theoretical model for quartz arenites, *Geological Society of America Bulletin*, **94** (10), 1129–1134.
- Angiboust, S., & P. Agard (2010), Initial water budget : The key to detaching large volumes of eclogitized oceanic crust along the subduction channel?, *Lithos*, **120** (3), 453–474.
- Antolik, M., R. E. Abercrombie, J. Pan, & G. Ekström (2006), Rupture characteristics of the 2003 Mw 7.6 mid-Indian Ocean earthquake : Implications for seismic properties of young oceanic lithosphere, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **111** (B4).

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Auzende, A., I. Daniel, B. Reynard, C. Lemaire, & F. Guyot (2004), High-pressure behaviour of serpentine minerals : a Raman spectroscopic study, *Physics and Chemistry of Minerals*, **31**, 269–277.
- Babeyko, A., & S. Sobolev (2008), High-resolution numerical modeling of stress distribution in visco-elasto-plastic subducting slabs, *Lithos*, **103** (1), 205–216.
- Babist, J., M. Handy, M. Konrad-Schmolke, & K. Hammerschmidt (2006), Precollisional, multistage exhumation of subducted continental crust : The Sesia Zone, western Alps, *Tectonics*, **25** (6).
- Bach, W., & G. L. Früh-Green (2010), Alteration of the oceanic lithosphere and implications for seafloor processes, *Elements*, **6** (3), 173–178.
- Bai, Q., & H. W. Green (1998), Plastic flow of Mn<sub>2</sub>GeO<sub>4</sub> I : Toward a rheological model of the Earth's transition zone, *Properties of earth and planetary materials at high pressure and temperature*, pp. 461–472.
- Ballevre, M., & Y. Lagabriele (1994), Garnet in blueschist-facies marbles from the Queyras unit (Western Alps) : its occurrence and its significance, *Schweizerische Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*, **74** (2), 203–212.
- Barker, S. L. (2005), Pseudotachylyte-generating faults in central Otago, New Zealand, *Tectonophysics*, **397** (3), 211–223.
- Baud, P., & T. Reuschlé (1997), A theoretical approach to the propagation of interacting cracks, *Geophysical Journal International*, **130** (2), 460–468.
- Beeler, N., T. Tullis, & D. Goldsby (2008), Constitutive relationships and physical basis of fault strength due to flash heating, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **113** (B1).
- Bernabé, Y., & B. Evans (2007), Numerical modelling of pressure solution deformation at axisymmetric asperities under normal load, *Geological Society, London, Special Publications*, **284** (1), 185–205.
- Bezacier, L., B. Reynard, J. Bass, C. Sanchez-Valle, & B. Van de Moortèle (2010), Elasticity of antigorite, seismic detection of serpentinites, and anisotropy in subduction zones, *Earth and Planetary Science Letters*, **289**, 198–208.
- Bish, D. L., & G. Brindley (1978), Deweylites, mixtures of poorly crystalline hydrous serpentine and talc-like minerals, *Mineral. Mag.*, **42**, 75–79.
- Boettcher, M. S., G. Hirth, & B. Evans (2007), Olivine friction at the base of oceanic seismogenic zones, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **112** (B1).

- Bonnelye, A. (2016), Etude des propriétés physiques et mécaniques des argilites : de la déformation en laboratoire aux failles naturelles, Ph.D. thesis, Université de Cergy-Pontoise.
- Bonnelye, A., A. Schubnel, C. David, P. Henry, Y. Guglielmi, C. Gout, A.-L. Fauchille, & P. Dick (2016a), Elastic wave velocity evolution of shales deformed under uppermost-crustal conditions, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*.
- Bonnelye, A., A. Schubnel, C. David, P. Henry, Y. Guglielmi, C. Gout, A.-L. Fauchille, & P. Dick (2016b), Strength anisotropy of shales deformed under uppermost-crustal conditions, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*.
- Borch, R. S., & H. W. Green (1987), Dependence of creep in olivine on homologous temperature and its implications for flow in the mantle, *Nature*, **330** (6146), 345–348.
- Bostock, M., R. Hyndman, S. Rondenay, & S. Peacock (2002), An inverted continental Moho and serpentinization of the forearc mantle, *Nature*, **417** (6888), 536–538.
- Bouchon, M., & P. Ihlé (1999), Stress drop and frictional heating during the 1994 deep Bolivia earthquake, *Geophysical research letters*, **26** (23), 3521–3524.
- Boudier, F., M. Jackson, & A. Nicolas (1984), Structural study of the Balmuccia massif (Western Alps), a transition from mantle to lower crust, *Geologie en Mijnbouw*, **63**, 179–189.
- Boullier, A., & Y. Gueguen (1975), SP-mylonites : origin of some mylonites by superplastic flow, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **50** (2), 93–104.
- Bowden, F., & D. Tabor (1950), *Friction and Lubrication of Solids*, vol. I. Clarendon.
- Brace, W. F., & J. D. Byerlee (1966), Stick-slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, **153**, 990–992.
- Brace, W. F., & D. L. Kohlstedt (1980), Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **85** (B11), 6248–6252.
- Brace, W. F., B. W. Paulding Jr., & C. Scholz (1966), Dilatancy in the Fracture of Crystalline Rocks, *J. Geophys. Res.*, **71** (16), 3939–3953.
- Brantut, N., & J. Sulem (2012), Strain localization and slip instability in a strain-rate hardening, chemically weakening material, *Journal of Applied Mechanics*, **79** (3), 031,004.
- Brantut, N., A. Schubnel, J.-N. Rouzaud, F. Brunet, & T. Shimamoto (2008), High Velocity Frictional Properties of a Clay-Bearing Fault Gouge and Implications for Earthquake Mechanics, *J. Geophys. Res.*, **113**, B10401, doi :10.1029/2007JB005551.
- Brantut, N., A. Schubnel, J. Corvisier, & J. Sarout (2010), Thermochemical pressurization of faults during coseismic slip, *J. Geophys. Res.*, **115**, B05314, doi :10.1029/2009JB006533.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Brantut, N., R. Han, T. Shimamoto, N. Findling, & A. Schubnel (2011a), Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : Evidence from experiments on gypsum, *Geology*, **39** (1), 59–62.
- Brantut, N., J. Sulem, & A. Schubnel (2011b), Effect of dehydration reactions on earthquake nucleation : Stable sliding, slow transients, and unstable slip, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **116** (B5).
- Brantut, N., M. Heap, P. Baud, & P. Meredith (2014a), Rate- and strain-dependent brittle deformation of rocks, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119** (3), 1818–1836.
- Brantut, N., M. J. Heap, P. Baud, & P. G. Meredith (2014b), Mechanisms of time-dependent deformation in porous limestone, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119** (7), 5444–5463.
- Brantut, N., F. X. Passelègue, D. Deldicque, J.-N. Rouzaud, & A. Schubnel (2016), Dynamic weakening and amorphization in serpentinite during laboratory earthquakes, *Geology*, **50** (8), 607–610.
- Bridgman, P. (1936), Shearing phenomena at high pressure of possible importance for geology, *The Journal of Geology*, pp. 653–669.
- Broadbent, S. R., & J. M. Hammersley (1957), Percolation processes, in *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 53, pp. 629–641, Cambridge Univ Press.
- Brodie, K., & E. Rutter (1987), Deep crustal extensional faulting in the Ivrea Zone of northern Italy, *Tectonophysics*, **140** (2), 193–212.
- Bromiley, G. D., & A. R. Pawley (2003), The stability of antigorite in the systems MgO-SiO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O (MSH) and MgO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O (MASH) : The effects of Al<sup>3+</sup> substitution on high-pressure stability, *American Mineralogist*, **88** (1), 99–108.
- Bronner, A. (2013), Exhumed mantle at ultra-slow spreading ridges and magma-poor rifted margins : what can we learn from marine magnetic anomalies ?, Ph.D. thesis, Université de Strasbourg.
- Brown, K. M., & Y. Fialko (2012), /Melt welt/'mechanism of extreme weakening of gabbro at seismic slip rates, *Nature*, **488** (7413), 638–641.
- Brownlee, S. J., B. R. Hacker, G. E. Harlow, & G. Seward (2013), Seismic signatures of a hydrated mantle wedge from antigorite crystal-preferred orientation (CPO), *Earth and Planetary Science Letters*, **375**, 395–407.
- Brudzinski, M., C. Thurber, B. Hacker, & E. Engdahl (2007), Global Prevalence of Double Benioff Zones, *Science*, **316**, 1472–1474.

- Brune, J. N. (1970), Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *Journal of geophysical research*, **75** (26), 4997–5009.
- Brune, J. N., T. L. Henyey, & R. F. Roy (1969), Heat flow, stress, and rate of slip along the San Andreas fault, California, *Journal of Geophysical Research*, **74** (15), 3821–3827.
- Bull, J. M., & R. A. Scrutton (1990), Fault reactivation in the central Indian Ocean and the rheology of oceanic lithosphere, *Nature*, **344**, 855–858.
- Bull, J. M., & R. A. Scrutton (1992), Seismic reflection images of intraplate deformation, central Indian Ocean, and their tectonic significance, *Journal of the Geological Society*, **149** (6), 955–966.
- Burbach, G. V., & C. Frohlich (1986), Intermediate and deep seismicity and lateral structure of subducted lithosphere in the Circum-Pacific Region, *Reviews of Geophysics*, **24** (4), 833–874.
- Burnley, P. C. (2013), The importance of stress percolation patterns in rocks and other polycrystalline materials, *Nature communications*, **4**.
- Burnley, P. C., H. W. Green, & D. J. Prior (1991), Faulting associated with the olivine to spinel transformation in Mg<sub>2</sub>GeO<sub>4</sub> and its implications for deep-focus earthquakes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **96** (B1), 425–443.
- Byerlee, J. D. (1968), Brittle-Ductile Transition in Rocks, *J. Geophys. Res.*, **73** (14), 4741–4750.
- Byerlee, J. D. (1978), Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 615–626.
- Campillo, M., & I. R. Ionescu (1997), Initiation of antiplane shear instability under slip dependent friction, *J. Geophys. Res.*, **102**, 20,363–20,371.
- Cannat, M., D. Bideau, & H. Bougault (1992), Serpentinized peridotites and gabbros in the Mid-Atlantic Ridge axial valley at 15 37' N and 16 52' N, *Earth and Planetary Science Letters*, **109** (1), 87–106.
- Cannat, M., F. Fontaine, & J. Escartin (2010), Serpentinization and associated hydrogen and methane fluxes at slow spreading ridges, *Diversity of hydrothermal systems on slow spreading ocean ridges*, pp. 241–264.
- Carton, H., S. C. Singh, N. D. Hananto, J. Martin, Y. S. Djajadihardja, D. Franke, & C. Gae-dicke (2014), Deep seismic reflection images of the Wharton Basin oceanic crust and uppermost mantle offshore Northern Sumatra : Relation with active and past deformation, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119** (1), 32–51.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Chamot-Rooke, N., F. Jestin, & B. De Voogd (1993), Intraplate shortening in the central Indian Ocean determined from a 2100-km-long north-south deep seismic reflection profile, *Geology*, **21** (11), 1043–1046.
- Chen, W.-P., & M. R. Brudzinski (2001), Evidence for a large-scale remnant of subducted lithosphere beneath Fiji, *Science*, **292** (5526), 2475–2479.
- Chen, W.-P., & P. Molnar (1983), Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **88** (B5), 4183–4214.
- Chernak, L. J., & G. Hirth (2010), Deformation of antigorite serpentinite at high temperature and pressure, *Earth and Planetary Science Letters*, **296**, 23–33.
- Chernak, L. J., & G. Hirth (2011), Syndeformational antigorite dehydration produces stable fault slip, *Geology*, **39**, 847–850.
- Chester, F. M., J. S. Chester, D. L. Kirschner, S. E. Schulz, & J. P. Evans (2004), Structure of large-displacement, strike-slip fault zones in the brittle continental crust, *Rheology and Deformation in the Lithosphere at Continental Margins*, **1**, 223–260.
- Chollet, M., I. Daniel, K. T. Koga, S. Petitgirard, & G. Morard (2009), Dehydration kinetics of talc and 10 Å phase : Consequences for subduction zone seismicity, *Earth and Planetary Science Letters*, **284** (1), 57–64.
- Chollet, M., I. Daniel, K. T. Koga, G. Morard, & B. van de Moortèle (2011), Kinetics and mechanism of antigorite dehydration : Implications for subduction zone seismicity, *Journal of Geophysical Research*, **116**, 1–9.
- Choy, G. L., & A. McGarr (2002), Strike-slip earthquakes in the oceanic lithosphere : observations of exceptionally high apparent stress, *Geophysical Journal International*, **150** (2), 506–523.
- Christensen, D. H., & L. J. Ruff (1988), Seismic coupling and outer rise earthquakes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **93** (B11), 13,421–13,444.
- Christensen, N. I. (2004), Serpentinites, peridotites, and seismology, *International Geology Review*, **46** (9), 795–816.
- Clark, A. L., & W. R. Greenwood (1972), Petrographic evidence of volume increase related to serpentinization, Union Bay, Alaska, *Geological Survey research*, pp. C21–C27.
- Cole, J., B. Hacker, L. Ratschbacher, J. Dolan, G. Seward, E. Frost, & W. Frank (2007), Localized ductile shear below the seismogenic zone : Structural analysis of an exhumed strike-slip fault, Austrian Alps, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **112** (B12).

- Comodi, P., F. Cera, L. Dubrovinsky, & S. Nazzareni (2006), The high-pressure behaviour of the 10 Å phase : A spectroscopic and diffractometric study up to 42 GPa, *Earth and Planetary Science Letters*, **246** (3), 444–457.
- Comte, D., L. Dorbath, M. Pardo, T. Monfret, H. Haessler, L. Rivera, M. Frogneux, B. Glass, & C. Meneses (1999), A double-layered seismic zone in Arica, northern Chile, *Geophysical Research Letters*, **26** (13), 1965–1968.
- Cooper, R., & D. Kohlstedt (1984), Solution-precipitation enhanced diffusional creep of partially molten olivine-basalt aggregates during hot-pressing, *Tectonophysics*, **107** (3-4), 207–233.
- Darot, M., & Y. Gueguen (1981), High-temperature creep of forsterite single crystals, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **86** (B7), 6219–6234.
- Darot, M., Y. Guéguen, Z. Benchemam, & R. Gaboriaud (1985), Ductile-brittle transition investigated by micro-indentation : results for quartz and olivine, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **40**, 180–186.
- Das, S. (2010), Earthquake supershear rupture speeds, *Tectonophysics*, **493** (3), 213–215.
- Das, S. (2015), Supershear Earthquake Ruptures-Theory, Methods, Laboratory Experiments and Fault Superhighways : An Update, in *Perspectives on European Earthquake Engineering and Seismology*, pp. 1–20, Springer.
- Das, S., & A. Watts (2009), Effect of subducting seafloor topography on the rupture characteristics of great subduction zone earthquakes, in *Subduction Zone Geodynamics*, pp. 103–118, Springer.
- David, C., Y. Gueguen, & G. Pampoukis (1990), Effective medium theory and network theory applied to the transport properties of rock, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **95** (B5), 6993–7005.
- Davies, J. H., & D. J. Stevenson (1992), Physical model of source region of subduction zone volcanics, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **97** (B2), 2037–2070.
- Deer, W. A., R. A. Howie, J. Zussman, et al. (1992), *An introduction to the rock-forming minerals*, vol. 696, Longman London.
- Del Gaudio, P., G. Di Toro, R. Han, T. Hirose, S. Nielsen, T. Shimamoto, & A. Cavallo (2009), Frictional melting of peridotite and seismic slip, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **114** (B6).
- Delescluse, M., & N. Chamot-Rooke (2007), Instantaneous deformation and kinematics of the India-Australia Plate, *Geophysical Journal International*, **168** (2), 818–842.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Delescluse, M., & N. Chamot-Rooke (2008), Serpentinization pulse in the actively deforming Central Indian Basin, *Earth and Planetary Science Letters*, **276** (1), 140–151.
- Delescluse, M., L. Montési, & N. Chamot-Rooke (2008), Fault reactivation and selective abandonment in the oceanic lithosphere, *Geophysical Research Letters*, **35** (16).
- Delescluse, M., N. Chamot-Rooke, R. Cattin, L. Fleitout, O. Trubienko, & C. Vigny (2012), April 2012 intra-oceanic seismicity off Sumatra boosted by the Banda-Aceh megathrust, *Nature*, **490** (7419), 240–244.
- Demouchy, S., S. E. Schneider, S. J. Mackwell, M. E. Zimmerman, & D. L. Kohlstedt (2009), Experimental deformation of olivine single crystals at lithospheric temperatures, *Geophysical Research Letters*, **36** (4).
- Demouchy, S., A. Mussi, F. Barou, A. Tommasi, & P. Cordier (2014), Viscoplasticity of polycrystalline olivine experimentally deformed at high pressure and 900 C, *Tectonophysics*, **623**, 123–135.
- Deplus, C., M. Diament, H. Hébert, G. Bertrand, S. Dominguez, J. Dubois, J. Malod, P. Patriat, B. Pontoise, & J.-J. Sibilla (1998), Direct evidence of active deformation in the eastern Indian oceanic plate, *Geology*, **26** (2), 131–134.
- Deseta, N., T. Andersen, & L. Ashwal (2014a), A weakening mechanism for intermediate-depth seismicity? Detailed petrographic and microtextural observations from blueschist facies pseudotachylytes, Cape Corse, Corsica, *Tectonophysics*, **610**, 138–149.
- Deseta, N., L. Ashwal, & T. Andersen (2014b), Initiating intermediate-depth earthquakes: Insights from a HP-LT ophiolite from Corsica, *Lithos*, **206**, 127–146.
- DeShon, H., S. Schwartz, L. Dorman, A. Newman, M. Protti, & V. Gonzalez (2004), Seismogenic zone structure along the Middle America Trench, Nicoya Peninsula, Costa Rica, from 3D local earthquake tomography, in *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- Di Toro, G., T. Hirose, S. Nielsen, G. Pennacchioni, & T. Shimamoto (2006), Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes, *Science*, **311**, 647–649.
- Di Toro, G., R. Han, T. Hirose, N. De Paola, S. Nielsen, K. Mizoguchi, F. Ferri, M. Cocco, & T. Shimamoto (2011), Fault lubrication during earthquakes, *Nature*, **471** (7339), 494–498.
- Dick, H. J., J. Lin, & H. Schouten (2003), An ultraslow-spreading class of ocean ridge, *Nature*, **426** (6965), 405–412.
- Diedrich, T., T. Sharp, K. Leinenweber, & J. Holloway (2009), The effect of small amounts of H<sub>2</sub>O on olivine to ringwoodite transformation growth rates and implications for subduction of metastable olivine, *Chemical Geology*, **262** (1), 87–99.



- Dienes, J. K., et al. (1982), Permeability, percolation and statistical crack mechanics, in *The 23rd US Symposium on Rock Mechanics (USRMS)*, American Rock Mechanics Association.
- Dieterich, J. H. (1979), Modeling of rock friction : 1. Experimental results and constitutive equations, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **84** (B5), 2161–2168.
- Dietrich, J. H. (1979), Modeling of rock friction : 1. Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2161–2168.
- Dietz, R. S. (1961), Vredefort ring structure : meteorite impact scar ?, *The Journal of Geology*, pp. 499–516.
- Dmowska, R., J. R. Rice, L. C. Lovison, & D. Josell (1988), Stress transfer and seismic phenomena in coupled subduction zones during the earthquake cycle, *J. geophys. Res.*, **93**, 7869–7884.
- Doan, M.-L., & G. Gary (2009), Rock pulverization at high strain rate near the San Andreas fault, *Nature Geoscience*, **2** (10), 709–712.
- Dobson, D., P. Meredith, & S. Boon (2002), Simulation of subduction zone seismicity by dehydration of serpentine, *Science*, **298**, 1407–1410.
- Donaldson, C. H. (1975), Calculated diffusion coefficients and the growth rate of olivine in a basalt magma, *Lithos*, **8** (2), 163–174.
- Druiventak, A., A. Matysiak, J. Renner, & C. A. Trepmann (2012), Kick-and-cook experiments on peridotite : simulating coseismic deformation and post-seismic creep, *Terra Nova*, **24** (1), 62–69.
- Drury, M. R., R. L. Vissers, D. Van der Wal, & E. H. H. Strating (1991), Shear localisation in upper mantle peridotites, *Pure and Applied Geophysics*, **137** (4), 439–460.
- Duputel, Z., H. Kanamori, V. C. Tsai, L. Rivera, L. Meng, J.-P. Ampuero, & J. M. Stock (2012), The 2012 Sumatra great earthquake sequence, *Earth and Planetary Science Letters*, **351**, 247–257.
- Durham, W., D. Weidner, S.-I. Karato, & Y. Wang (2002), New developments in deformation experiments at high pressure, In *Karato, S.-I. & Wenk H.-R. (eds.), Plastic Deformation of Minerals and Rocks. Mineral. Soc. Amer. Publ., i–xiv*, p. 420.
- Ehlmann, B., J. Mustard, & S. Murchie (2010), Geologic setting of serpentine deposits on Mars, *Geophysical research letters*, **37** (6).
- Eittreim, S., & J. Ewing (1972), Mid-plate tectonics in the Indian Ocean, *Journal of Geophysical Research*, **77** (32), 6413–6421.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Ekström, G., & P. G. Richards (1994), Empirical measurements of tectonic moment release in nuclear explosions from teleseismic surface waves and body waves, *Geophysical Journal International*, **117** (1), 120–140.
- Elliott, T., T. Plank, A. Zindler, W. White, & B. Bourdon (1997), Element transport from slab to volcanic front at the Mariana arc, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **102** (B7), 14,991–15,019.
- Ernst, W. (1978), Petrochemical study of lherzolitic rocks from the Western Alps, *Journal of Petrology*, **19** (3), 341–392.
- Escartin, J., G. Hirth, & B. Evans (1997a), Effects of serpentinization on the lithospheric strength and the style of normal faulting at slow-spreading ridges, *Earth and Planetary Science Letters*, **151** (3), 181–189.
- Escartin, J., G. Hirth, & B. Evans (1997b), Nondilatant brittle deformation of serpentinites : Implications for Mohr-Coulomb theory and the strength of faults, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **102** (B2), 2897–2913.
- Escartin, J., G. Hirth, & B. Evans (2001), Strength of slightly serpentinized peridotites : Implications for the tectonics of oceanic lithosphere, *Geological Society of America*, **29** (11), 1023–1026.
- Evans, B., & C. Goetze (1979), The temperature variation of hardness of olivine and its implication for polycrystalline yield stress, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 5505–5524.
- Evans, B., & C. Goetze (2004), The serpentinite multisystem revisited : chrysotile is metastable, *International Geology Review*, **46** (6), 479.
- Evans, B., & D. L. Kohlstedt (1995), Rheology of rocks, *Rock Physics & Phase Relations : A Handbook of Physical Constants*, pp. 148–165.
- Evans, B. W., K. Hattori, & A. Baronnet (2013), Serpentinite : what, why, where ?, *Elements*, **9** (2), 99–106.
- Faccenda, M., T. V. Gerya, N. S. Mancktelow, & L. Moresi (2012), Fluid flow during slab unbending and dehydration : Implications for intermediate-depth seismicity, slab weakening and deep water recycling, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **13** (1).
- Fauconnier, J. (2016), Anisotropie, fusion partielle et déformation de la croûte continentale : étude expérimentale et observations de terrain, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie.
- Faulkner, D., A. Lewis, & E. Rutter (2003), On the internal structure and mechanics of large strike-slip fault zones : field observations of the Carboneras fault in southeastern Spain, *Tectonophysics*, **367** (3), 235–251.

- Federico, L., L. Crispini, M. Scambelluri, & G. Capponi (2007), Ophiolite mélange zone records exhumation in a fossil subduction channel, *Geology*, **35** (6), 499–502.
- Ferrand, T. (2012), Update of the tectono-sedimentary model of the Vøring Basin, offshore Norway, Master's thesis, Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre, France.
- Ferrand, T. (2013), The controversy in Iberia Plate kinematics, Restoration of the Pyrenees, Master's thesis, Ecole Nationale Supérieure de Géologie, France.
- Folk, R. L. (1993), SEM imaging of bacteria and nanobacteria in carbonate sediments and rocks, *Journal of Sedimentary Research*, **63** (5).
- Francis, T. (1981), Serpentinization faults and their role in the tectonics of slow spreading ridges, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **86** (B12), 11,616–11,622.
- Freeman, J. J., A. Wang, K. E. Kuebler, B. L. Jolliff, & L. A. Haskin (2008), Characterization of natural feldspars by Raman spectroscopy for future planetary exploration, *The Canadian Mineralogist*, **46** (6), 1477–1500.
- Freund, L. B. (1998), *Dynamic fracture mechanics*, Cambridge university press.
- Frohlich, C. (1989), The nature of deep-focus earthquakes, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **17**, 227.
- Frohlich, C. (2006), *Deep Earthquakes*, Cambridge University Press.
- Frohlich, C., & R. J. Willemann (1987), Statistical methods for comparing directions to the orientations of focal mechanisms and Wadati-Benioff zones, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **77** (6), 2135–2142.
- Fryer, P., M. Mottl, L. Johnson, J. Haggerty, S. Phipps, & H. Maekawa (1995), Serpentine bodies in the forearcs of Western Pacific convergent margins : Origin and associated fluids, *Active margins and marginal basins of the western Pacific*, pp. 259–279.
- Fujita, K., & H. Kanamori (1981), Double seismic zones and stresses of intermediate depth earthquakes, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **66**, 131–156.
- Fumagalli, P., & S. Poli (2005), Experimentally determined phase relations in hydrous peridotites to 6.5 GPa and their consequences on the dynamics of subduction zones, *Journal of Petrology*, **46** (3), 555–578.
- Fumagalli, P., & L. Stixrude (2007), The 10 Å phase at high pressure by first principles calculations and implications for the petrology of subduction zones, *Earth and Planetary Science Letters*, **260** (1), 212–226.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Fumagalli, P., L. Stixrude, S. Poli, & D. Snyder (2001), The 10Å phase : a high-pressure expandable sheet silicate stable during subduction of hydrated lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, **186** (2), 125–141.
- Fyfe, W. S., & A. R. McBIRNEY (1975), Subduction and the structure of andesitic volcanic belts, *Am. J. Sci.*, **275** (1), 285–297.
- Gamboa, E., & A. Atrens (2003), Stress corrosion cracking fracture mechanisms in rock bolts, *Journal of materials science*, **38** (18), 3813–3829.
- Gasc, J., A. Schubnel, F. Brunet, S. Guillon, H. Mueller, & C. Lathe (2011), Simultaneous acoustic emissions monitoring and synchrotron X-ray diffraction at high pressure and temperature : Calibration and application to serpentinite dehydration, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **189**, 121–133.
- Gasc, J., N. Hilaret, T. Yu, T. Ferrand, A. Schubnel, & Y. Wang (submitted), Deformation and faulting of natural serpentinite : implications for intermediate-depth seismicity, *Earth Planet. Sci. Lett.*
- Gavrilenko, P., & Y. Gueguen (1989), Pressure dependence of permeability : a model for cracked rocks, *Geophysical Journal International*, **98** (1), 159–172.
- Goffe, B., & C. Chopin (1986), High-pressure metamorphism in the Western Alps : zonation of metapelites, chronology and consequences, *Schweizerische mineralogische und petrographische Mitteilungen*, **66** (1-2), 41–52.
- Gold, T. (1992), The deep, hot biosphere, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **89** (13), 6045–6049.
- Goldsby, D. L., & T. E. Tullis (2011), Flash heating leads to low frictional strength of crustal rocks at earthquake slip rates, *Science*, **334** (6053), 216–218.
- Gordon, R. G. (2000), Diffuse oceanic plate boundaries : strain rates, vertically averaged rheology, and comparisons with narrow plate boundaries and stable plate interiors, *The history and dynamics of global plate motions*, pp. 143–159.
- Green, D. H., & W. Hibberson (1970), The instability of plagioclase in peridotite at high pressure, *Lithos*, **3** (3), 209–221.
- Green, D. H., W. O. Hibberson, I. Kovács, & A. Rosenthal (2010), Water and its influence on the lithosphere-asthenosphere boundary, *Nature*, **467** (7314), 448–451.
- Green, H. (2007), Shearing instabilities accompanying high-pressure phase transformations and the mechanics of deep earthquakes, *National Academy of Sciences Proceedings*, **104**, 9133–9138.

- Green, H. W., & R. S. Borch (1987), The pressure dependence of creep, *Acta metallurgica*, **35** (6), 1301–1305.
- Green, H. W., & P. C. Burnley (1989), A new self-organizing mechanism for deep-focus earthquakes.
- Green, H. W., & H. Houston (1995), The mechanics of deep earthquakes, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **23**, 169–214.
- Green, H. W., T. E. Young, D. Walker, & C. H. Scholz (1990), Anticrack-associated faulting at very high pressure in natural olivine, *Nature*, **348** (6303), 720–722.
- Green, H. W., C. H. Scholz, T. N. Tingle, T. E. Young, & T. A. Koczyński (1992), Acoustic emissions produced by anticrack faulting during the olivine-spinel transformation, *Geophysical research letters*, **19** (8), 789–792.
- Green II, H., F. Shi, K. Bozhilov, G. Xia, & Z. Reches (2015), Phase transformation and nanometric flow cause extreme weakening during fault slip, *Nature Geoscience*, **8** (6), 484–489.
- Griffith, A. A. (1921), The phenomena of rupture and flow in solids, *Philosophical transactions of the royal society of london. Series A, containing papers of a mathematical or physical character*, **221**, 163–198.
- Griggs, D., & J. Handin (1960), Observations on fracture and a hypothesis of earthquakes, *Geological Society of America Memoirs*, **79**, 347–364.
- Griggs, D. T., & D. W. Baker (1969), The origin of deep-focus earthquakes, *Properties of matter under unusual conditions*, pp. 23–42.
- Griggs, D. T., F. H. Turner, & H. C. Heard (1960), Deformation of rocks at 500°C to 800°C, *Geol. Soc. Amer. Mem.*, **79**, 39–104.
- Gueguen, Y., & M. Darot (1980), Microstructures and stresses in naturally deformed peridotites, in *Tectonic Stresses in the Alpine-Mediterranean Region*, pp. 159–172, Springer.
- Gueguen, Y., & M. Darot (1982), Upper mantle plasticity from laboratory experiments, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **29** (1), 51–57.
- Guéguen, Y., & V. Palciauskas (1994), *Introduction to the Physics of Rocks*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey (USA).
- Gueguen, Y., C. David, & P. Gavrilenko (1991), Percolation networks and fluid transport in the crust, *Geophysical Research Letters*, **18** (5), 931–934.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Guéguen, Y., & J. Dienes (1989), Transport properties of rocks from statistics and percolation, *Mathematical geology*, **21** (1), 1–13.
- Guéguen, Y., & V. Palciauskas (1992), *Introduction à la physique des roches*, Hermann.
- Guillot, S., & K. Hattori (2013), Serpentinites : essential roles in geodynamics, arc volcanism, sustainable development, and the origin of life, *Elements*, **9** (2), 95–98.
- Guillot, S., K. H. Hattori, & J. de Sigoyer (2000), Mantle wedge serpentinization and exhumation of eclogites : insights from eastern Ladakh, northwest Himalaya, *Geology*, **28** (3), 199–202.
- Guillot, S., K. H. Hattori, J. de Sigoyer, T. Nägler, & A.-L. Auzende (2001), Evidence of hydration of the mantle wedge and its role in the exhumation of eclogites, *Earth and Planetary Science Letters*, **193** (1), 115–127.
- Gutenberg, B., & C. F. Richter (1936), Materials for the study of deep-focus earthquakes, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **26** (4), 341–390.
- Gutenberg, B., & C. F. Richter (1938), Depth and geographical distribution of deep-focus earthquakes, *Geological Society of America Bulletin*, **49** (2), 249–288.
- Hacker, B., S. Peacock, G. Abers, & S. Holloway (2003a), Subduction factory 2. Are intermediate-depth earthquakes in subducting slabs linked to metamorphic dehydration reactions ?, *Journal of Geophysical Research*, **108**.
- Hacker, B. R., G. A. Abers, & S. M. Peacock (2003b), Subduction factory 1. Theoretical mineralogy, densities, seismic wave speeds, and H<sub>2</sub>O contents, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **108** (B1).
- Han, R., T. Shimamoto, T. Hirose, J. Ree, & J. Ando (2007), Ultra-low friction of carbonate faults caused by thermal decomposition, *Science*, **316** (5826), 878–881.
- Handy, M., & H. Stünitz (2002), Strain localization by fracturing and reaction weakening - a mechanism for initiating exhumation of subcontinental mantle beneath rifted margins, *Geological Society, London, Special Publications*, **200**, 387–407.
- Handy, M., & A. Zingg (1991), The tectonic and rheological evolution of an attenuated cross section of the continental crust : Ivrea crustal section, southern Alps, northwestern Italy and southern Switzerland, *Geological Society of America Bulletin*, **103** (2), 236–253.
- Handy, M., L. Franz, F. Heller, B. Janott, & R. Zurbriggen (1999), Multistage accretion and exhumation of the continental crust (Ivrea crustal section, Italy and Switzerland), *Tectonics*, **18** (6), 1154–1177.

- Hanks, T. C., & H. Kanamori (1979), A moment magnitude scale, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 2348 – 2350.
- Hansen, A., E. L. Hinrichsen, & S. Roux (1991), Scale-invariant disorder in fracture and related breakdown phenomena, *Physical Review B*, **43** (1), 665.
- Hara, T., K. Kuge, & H. Kawakatsu (1995), Determination of the isotropic component of the 1994 Bolivia deep earthquake, *Geophysical research letters*, **22** (16), 2265–2268.
- Hara, T., K. Kuge, & H. Kawakatsu (1996), Determination of the isotropic component of deep focus earthquakes by inversion of normal-mode data, *Geophysical Journal International*, **127** (2), 515–528.
- Hasegawa, A., & A. Yamamoto (1994), Deep, low-frequency microearthquakes in or around seismic low-velocity zones beneath active volcanoes in northeastern Japan, *Tectonophysics*, **233** (3), 233–252.
- Hasegawa, A., N. Umino, & A. Takagi (1978), Double-planed structure of the deep seismic zone in the northeastern Japan arc, *Tectonophysics*, **47**, 43–58.
- Haskell, N. (1964), Radiation pattern of surface waves from point sources in a multi-layered medium, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **54** (1), 377–393.
- Hattori, K. H., & S. Guillot (2003), Volcanic fronts form as a consequence of serpentinite dehydration in the forearc mantle wedge, *Geology*, **31** (6), 525–528.
- Hattori, K. H., & S. Guillot (2007), Geochemical character of serpentinites associated with high-to ultrahigh-pressure metamorphic rocks in the Alps, Cuba, and the Himalayas : Recycling of elements in subduction zones, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **8** (9).
- Hazael, R., F. Meersman, F. Ono, & P. F. McMillan (2016), Pressure as a Limiting Factor for Life, *Life*, **6** (3), 34.
- Heaton, T. H. (1990), Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **64** (1), 1–20.
- Henry, P. (2000), Fluid flow at the toe of the Barbados accretionary wedge constrained by thermal, chemical, and hydrogeologic observations and models, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **105** (B11), 25,855–25,872.
- Hermann, J., O. Müntener, & M. Scambelluri (2000), The importance of serpentinite mylonites for subduction and exhumation of oceanic crust, *Tectonophysics*, **327** (3), 225–238.
- Hess, H. (1964), The oceanic crust, the upper mantle and the Mayaguez serpentinitized peridotite, in *A study of serpentinite*, vol. 1188, pp. 169–175, Publ.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Hess, H. (1967), Mineral facies in ultrabasic rocks, in *Ultramafic and Related Rocks*, edited by P. I. Wyllie, pp. 7–18, John Wiley & Sons, N.Y.
- Hilairret, N. (2007), Rôle des serpentines dans la dynamique des zones de subduction : approche expérimentale à Haute Pression et Haute Température, Ph.D. thesis, Lyon, École normale supérieure (sciences).
- Hilairret, N., I. Daniel, & B. Reynard (2006), Equation of state of antigorite, stability field of serpentines, and seismicity in subduction zones, *Geophysical Research Letters*, **33**.
- Hilairret, N., B. Reynard, Y. Wang, I. Daniel, S. Merkel, N. Nishiyama, & S. Petitgirard (2007), High-Pressure Creep of Serpentine, Interseismic Deformation, and Initiation of Subduction, *Science*, **318**, 1910–1913.
- Hilairret, N., Y. Wang, T. Sanehira, S. Merkel, & S. Mei (2012), Deformation of olivine under mantle conditions : An in situ high-pressure, high-temperature study using monochromatic synchrotron radiation, *J. Geophys. Res.*, **117**, 1–16.
- Hill, E. M., H. Yue, S. Barbot, T. Lay, P. Tapponnier, I. Hermawan, J. Hubbard, P. Banerjee, L. Feng, D. Natawidjaja, et al. (2015), The 2012 Mw 8.6 Wharton basin sequence : A cascade of great earthquakes generated by near-orthogonal, young, oceanic mantle faults, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **120** (5), 3723–3747.
- Hiraga, T., T. Miyazaki, M. Tasaka, & H. Yoshida (2010), Mantle superplasticity and its self-made demise, *Nature*, **468** (7327), 1091–1094.
- Hirose, T., & T. Shimamoto (2005a), Growth of molten zone as a mechanism of slip weakening of simulated faults in gabbro during frictional melting, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **110** (B5), doi :10.1029/2004JB003207.
- Hirose, T., & T. Shimamoto (2005b), Slip-weakening distance of faults during frictional melting as inferred from experimental and natural pseudotachylytes, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **95** (5), 1666–1673.
- Hirth, G., & S. Guillot (2013), Rheology and tectonic significance of serpentinite, *Elements*, **9** (2), 107–113.
- Hirth, G., & D. Kohlstedt (2015), The stress dependence of olivine creep rate : Implications for extrapolation of lab data and interpretation of recrystallized grain size, *Earth and Planetary Science Letters*, **418**, 20–26.
- Hofmann, A. (1980), Diffusion in natural silicate melts : A critical review, in *Hargraves, R. B. (ed.) Physics of Magmatic Processes*, pp. 385–417, Princeton University Press.



- Holtzman, B., N. Groebner, M. Zimmerman, S. Ginsberg, & D. Kohlstedt (2003), Stress-driven melt segregation in partially molten rocks, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **4** (5).
- Honda, H. (1932), On the types of the seismograms and the mechanism of deep earthquakes, *Geophys. Mag*, **5**, 301–324.
- Honda, H. (1934), On the mechanism of deep earthquakes and the stress in the deep layer of the earth crust, *Geophys. Mag*, **8**, 179–185.
- Horodyskyj, U., C.-T. A. Lee, & P. Luffi (2009), Geochemical evidence for exhumation of eclogite via serpentinite channels in ocean-continent subduction zones, *Geosphere*, **5** (5), 426–438.
- Husen, S., & E. Kissling (2001), Postseismic fluid flow after the large subduction earthquake of Antofagasta, Chile, *Geology*, **29** (9), 847–850.
- Husseini, M. I. (1977), Energy balance for motion along a fault, *Geophysical Journal International*, **49** (3), 699–714.
- Hyndman, R., M. Yamano, & D. Oleskevich (1997), The seismogenic zone of subduction thrust faults, *Island Arc*, **6** (3), 244–260.
- Hyndman, R. D., & S. M. Peacock (2003), Serpentinization of the forearc mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **212** (3), 417–432.
- Ida, Y. (1972), Cohesive Force across the Tip of a Longitudinal-Shear Crack and Griffith's Specific Surface Energy, *J. Geophys. Res.*, **77** (20), 3796–3805.
- Ide, S. (2013), The proportionality between relative plate velocity and seismicity in subduction zones, *Nature Geoscience*, **6** (9), 780–784.
- Ide, S., G. C. Beroza, D. R. Shelly, & T. Uchide (2007), A scaling law for slow earthquakes, *Nature*, **447**, 76–79, doi :doi:10.1038/nature05780.
- Incel, S., N. Hilairet, L. Labrousse, T. John, D. Deldicque, T. Ferrand, Y. Wang, J. Renner, L. Morales, & A. Schubnel (2016), Laboratory earthquakes triggered during eclogitization of lawsonite bearing blueschist, *Earth Planet. Sci. Lett.*
- Inoue, T., I. Yoshimi, A. Yamada, & T. Kikegawa (2009), Time-resolved X-ray diffraction analysis of the experimental dehydration of serpentine at high pressure, *Journal of Mineralogical and Petrological Sciences*, **104** (2), 105–109.
- Isaak, D. (1992), High-temperature elasticity of iron-bearing olivines, *J. Geophys. Res.*, **97**, 1871–1885.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Ivandic, M., I. Grevemeyer, J. Bialas, & C. J. Petersen (2010), Serpentinization in the trench-outer rise region offshore of Nicaragua : constraints from seismic refraction and wide-angle data, *Geophysical Journal International*, **180** (3), 1253–1264.
- Jackson, J. (2002), Strength of the continental lithosphere : time to abandon the jelly sandwich?, *GSA Today*.
- Jacob, J., J. Dymant, & V. Yatheesh (2014), Revisiting the structure, age, and evolution of the Wharton Basin to better understand subduction under Indonesia, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119** (1), 169–190.
- Jacobsen, S. D., S. Demouchy, D. J. Frost, T. B. Ballaran, & J. Kung (2005), A systematic study of OH in hydrous wadsleyite from polarized FTIR spectroscopy and single-crystal X-ray diffraction : Oxygen sites for hydrogen storage in Earth's interior, *American Mineralogist*, **90** (1), 61–70.
- Jaeger, J. C., N. G. Cook, & R. Zimmerman (2009), *Fundamentals of rock mechanics*, John Wiley & Sons.
- Jamtveit, B., C. V. Putnis, & A. Malthe-Sørensen (2009), Reaction induced fracturing during replacement processes, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **157** (1), 127–133.
- Jiang, G., D. Zhao, & G. Zhang (2008), Seismic evidence for a metastable olivine wedge in the subducting Pacific slab under Japan Sea, *Earth and Planetary Science Letters*, **270** (3), 300–307.
- John, T., S. Medvedev, L. Rüpke, T. Andersen, Y. Podladchikov, & A. H. (2009), Generation of intermediate-depth earthquakes by self-localizing thermal runaway, *Nature Geoscience*, **2**, 137–140.
- John, T., M. Scambelluri, M. Frische, J. D. Barnes, & W. Bach (2011), Dehydration of subducting serpentinite : implications for halogen mobility in subduction zones and the deep halogen cycle, *Earth and Planetary Science Letters*, **308** (1), 65–76.
- Jung, H. H., & H. W. Green (2004), Experimental faulting of serpentinite during dehydration : Implications for earthquakes, seismic low-velocity zones, and anomalous hypocenter distributions in subduction zones, *International Geology Review*, **46** (12), 1089–1102.
- Jung, H. H., H. I. Green, & L. F. Dobrzhinetskaya (2004), Intermediate-depth earthquake faulting by dehydration embrittlement with negative volume change, *Nature*, **428**, 545–549.
- Kamiya, S., & Y. Kobayashi (2000), Seismological evidence for the existence of serpentinitized wedge mantle, *Geophysical Research Letters*, **27** (6), 819–822.

- Kanamori, H. (1977), The Energy Release in Great Earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 2981–2987.
- Kanamori, H. (2001), Energy budget of earthquakes and seismic efficiency, *International Geophysics*, **76**, 293–305.
- Kanamori, H., & D. L. Anderson (1975), Theoretical Basis of Some Empirical Relations in Seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65** (5), 1073–1095.
- Kanamori, H., & E. E. Brodsky (2004), The physics of earthquakes, *Rep. Prog. Phys.*, **67** (8), 1429–1496.
- Kanamori, H., D. L. Anderson, & T. H. Heaton (1998), Frictional Melting During the Rupture of the 1994 Bolivian Earthquake, *Science*, **279**, 839–842.
- Kaneshima, S., T. Okamoto, & H. Takenaka (2007), Evidence for a metastable olivine wedge inside the subducted Mariana slab, *Earth and Planetary Science Letters*, **258** (1), 219–227.
- Karato, S.-I., & H. Jung (2003), Effects of pressure on high-temperature dislocation creep in olivine, *Philosophical Magazine*, **83** (3), 401–414.
- Katayama, I. (2009), Thin anisotropic layer in the mantle wedge beneath northeast Japan, *Geology*, **37** (3), 211–214.
- Katayama, I., K.-i. Hirauchi, K. Michibayashi, & J.-i. Ando (2009), Trench-parallel anisotropy produced by serpentine deformation in the hydrated mantle wedge, *Nature*, **461** (7267), 1114–1117.
- Kawakatsu, H. (1991), Insignificant isotropic component in the moment tensor of deep earthquakes, *Nature*, **351** (6321), 50–53.
- Kawakatsu, H. (1996), Observability of the isotropic component of a moment tensor, *Geophysical Journal International*, **126** (2), 525–544.
- Kawakatsu, H., & S. Yoshioka (2011), Metastable olivine wedge and deep dry cold slab beneath southwest Japan, *Earth and Planetary Science Letters*, **303** (1), 1–10.
- Kelemen, P. B., & G. Hirth (2007), A periodic shear-heating mechanism for intermediate-depth earthquakes in the mantle, *Nature*, **446** (7137), 787–790.
- Kelemen, P. B., & G. Hirth (2012), Reaction-driven cracking during retrograde metamorphism : Olivine hydration and carbonation, *Earth and Planetary Science Letters*, **345**, 81–89.
- Kirby, S. (1995), Intraslab earthquakes and phase changes in subducting lithosphere, *Rev. Geophys.*, **33(suppl.)** (S1), 287–297.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Kirby, S., & A. Kronenberg (1987), Rheology of the lithosphere : selected topics, *Reviews of Geophysics*, **25** (6), 1219–1244.
- Kirby, S. H. (1987), Localized polymorphic phase transformations in high-pressure faults and applications to the physical mechanism of deep earthquakes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **92** (B13), 13,789–13,800.
- Kirby, S. H., W. B. DuRHAM, & L. A. Stern (1991), Mantle Phase Changes and Deep-Earthquake.
- Kirby, S. H., S. Stein, E. A. Okal, & D. C. Rubie (1996), Metastable mantle phase transformations and deep earthquakes in subducting oceanic lithosphere, *Reviews of Geophysics*, **34** (2), 261–306.
- Kirkpatrick, J. D., & C. D. Rowe (2013), Disappearing ink : How pseudotachylytes are lost from the rock record, *Journal of Structural Geology*, **52**, 183–198.
- Kirkpatrick, S. (1973), Percolation and conduction, *Reviews of modern physics*, **45** (4), 574.
- Kita, S., T. Okada, J. Nakajima, T. Matsuzawa, & A. Hasegawa (2006), Existence of a seismic belt in the upper plane of the double seismic zone extending in the along-arc direction at depths of 70-100 km beneath NE Japan, *Geophysical Research Letters*, **33**, 1–5.
- Kita, S., T. Okada, A. Hasegawa, J. Nakajima, & T. Matsuzawa (2010a), Anomalous deepening of a seismic belt in the upper-plane of the double seismic zone in the Pacific slab beneath the Hokkaido corner : Possible evidence for thermal shielding caused by subducted forearc crust materials, *Earth and Planetary Science Letters*, **290** (3), 415–426.
- Kita, S., T. Okada, A. Hasegawa, J. Nakajima, & T. Matsuzawa (2010b), Existence of inter-plane earthquakes and neutral stress boundary between the upper and lower planes of the double seismic zone beneath Tohoku and Hokkaido, northeastern Japan, *Tectonophysics*, **496** (1), 68–82.
- Klein, E., L. Fleitout, C. Vigny, & J. Garaud (2016), Afterslip and viscoelastic relaxation model inferred from the large-scale post-seismic deformation following the 2010 Mw 8.8 Maule earthquake (Chile), *Geophysical Journal International*, **205** (3), 1455–1472.
- Kohlstedt, D., H. Keppler, & D. Rubie (1996), Solubility of water in the  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$  phases of (Mg, Fe)  $2\text{SiO}_4$ , *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **123** (4), 345–357.
- Kohlstedt, D. L., B. Evans, & S. J. Mackwell (1995), Strength of the lithosphere : Constrains imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **100** (B9), 17,587–17,602.
- Komabayashi, T., & S. Omori (2006), Internally consistent thermodynamic data set for dense hydrous magnesium silicates up to 35GPa, 1600° C : Implications for water circulation in the Earth's deep mantle, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **156** (1), 89–107.

- Komabayashi, T., K. Hirose, K. Funakoshi, & N. Takafuji (2005a), Stability of phase A in antigorite (serpentine) composition determined by in situ X-ray pressure observations, *Earth Planet. Inter.*, **151**, 276–289.
- Komabayashi, T., K. Hirose, K.-i. Funakoshi, & N. Takafuji (2005b), Stability of phase A in antigorite (serpentine) composition determined by in situ X-ray pressure observations, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **151** (3), 276–289.
- Koning, L. P. G. (1942), On the Determination of the Faultplanes in the Hypocentre of the Deepfocus Earthquake of June 29, 1934 in Netherlands East Indies, Koninklijke Akademie van Wetenschappen.
- Krishna, K., J. Bull, & R. Scrutton (2001), Evidence for multiphase folding of the central Indian Ocean lithosphere, *Geology*, **29** (8), 715–718.
- Kuge, K. (1994), Rapid rupture and complex faulting of the May 12, 1990, Sakhalin deep earthquake : Analysis of regional and teleseismic broadband data, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **99** (B2), 2671–2685.
- Kurzawski, R. M., M. Stipp, A. R. Niemeijer, C. J. Spiers, & J. H. Behrmann (2016), Earthquake nucleation in weak subducted carbonates, *Nature Geoscience*.
- Lagabrielle, Y., P. Labaume, & M. de Saint Blanquat (2010), Mantle exhumation, crustal denudation, and gravity tectonics during Cretaceous rifting in the Pyrenean realm (SW Europe) : Insights from the geological setting of the lherzolite bodies, *Tectonics*, **29** (4).
- Lavier, L., & G. Manatschal (2003), From upward to downward concave faulting in magma-poor rifted margins : the role of serpentization and magmatism at the transition from rifting to seafloor spreading, in *EGS-AGU-EUG Joint Assembly*, vol. 1, p. 11448.
- Lay, T., C. J. Ammon, H. Kanamori, L. Xue, & M. J. Kim (2011), Possible large near-trench slip during the 2011 Mw 9.0 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth, planets and space*, **63** (7), 687–692.
- Le Losq, C. (2012), Rôle des éléments alcalins et de l'eau sur les propriétés et la structure des aluminosilicates fondus et vitreux : implications volcanologiques, Ph.D. thesis, Université Paris-Diderot-Paris VII.
- Le Losq, C., D. R. Neuville, R. Moretti, & J. Roux (2012), Determination of water content in silicate glasses using Raman spectrometry : Implications for the study of explosive volcanism, *American Mineralogist*, **97** (5-6), 779–790.
- Le Losq, C., R. Moretti, & D. R. Neuville (2013), Speciation and amphoteric behaviour of water in aluminosilicate melts and glasses : high-temperature Raman spectroscopy and reaction equilibria, *European Journal of Mineralogy*, **25** (5), 777–790.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Le Pichon, X. (1968), Sea-floor spreading and continental drift, *Journal of Geophysical Research*, **73** (12), 3661–3697.
- Lensch, G. (1971), Die Ultramafite der Zone von Ivrea, in *Annales Universitatis Saraviensis*, vol. 9, pp. 5–146.
- Li, L., D. Weidner, P. Raterron, J. Chen, & M. Vaughan (2004), Stress measurements of deforming olivine at high pressure, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **143**, 357–367.
- Li, L., D. Weidner, P. Raterron, C. Jiuhoa, M. Vaughan, M. Shenghua, & B. Durham (2006), Deformation of olivine at mantle pressure using the D-DIA, *European Journal of Mineralogy*, **18** (1), 7–19.
- Lidaka, T., & D. Suetsugu (1992), Seismological evidence for metastable olivine inside a subducting slab, *Nature*, **356** (1), 593–595.
- Liebske, C., B. Schmickler, H. Terasaki, B. T. Poe, A. Suzuki, K.-I. Funakoshi, R. Ando, & D. C. Rubie (2005), Viscosity of peridotite liquid up to 13 GPa : Implications for magma ocean viscosities, *Earth and Planetary Science Letters*, **240** (3), 589–604.
- Liu, W., J. Kung, & B. Li (2005), Elasticity of San Carlos olivine to 8 GPa and 1073 K, *Geophysical Research Letters*, **32** (16).
- Lockner, D. A., & T. R. Madden (1991a), A multiple-crack model of brittle fracture : 1. Non-time-dependent simulations, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **96** (B12), 19,623–19,642.
- Lockner, D. A., & T. R. Madden (1991b), A multiple-crack model of brittle fracture : 2. Time-dependent simulations, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **96** (B12), 19,643–19,654.
- Long, M. D., & P. G. Silver (2008), The subduction zone flow field from seismic anisotropy : A global view, *science*, **319** (5861), 315–318.
- Maaløe, S. (2011), Olivine phenocryst growth in Hawaiian tholeiites : Evidence for supercooling, *Journal of Petrology*, **52** (7-8), 1579–1589.
- Macdonald, A., & W. Fyfe (1985), Rate of serpentinization in seafloor environments, *Tectonophysics*, **116** (1), 123–135.
- Madariaga, R. (1976), Dynamics of an expanding circular fault, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **66** (3), 639–666.
- Madariaga, R. (1977), High-frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquake faulting, *Geophysical Journal International*, **51** (3), 625–651.

- Madariaga, R. (1983), High frequency radiation from dynamic earthquake, *Ann. Geophys.*, **1**, 17.
- Malvoisin, B., F. Brunet, J. Carlut, S. Rouméjon, & M. Cannat (2012), Serpentinization of oceanic peridotites : 2. Kinetics and processes of San Carlos olivine hydrothermal alteration, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **117** (B4).
- Manatschal, G. (2004), New models for evolution of magma-poor rifted margins based on a review of data and concepts from West Iberia and the Alps, *International Journal of Earth Sciences*, **93** (3), 432–466.
- Marone, C. (1998a), Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **26**, 643–696.
- Marone, C. J. (1998b), Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **26** (1), 643–696.
- Mazzuchelli, J., & C. Martins (2009), Genomic organization of repetitive DNAs in the cichlid fish *Astronotus ocellatus*, *Genetica*, **136** (3), 461–469.
- McCormick, T. C., J. R. Smyth, & G. E. Lofgren (1987), Site occupancies of minor elements in synthetic olivines as determined by channeling-enhanced X-ray emission, *Physics and Chemistry of Minerals*, **14** (4), 368–372.
- McCrory, P. A., J. L. Blair, F. Waldhauser, & D. H. Oppenheimer (2012), Juan de Fuca slab geometry and its relation to Wadati-Benioff zone seismicity, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **117** (B9).
- McGuire, J. J., & G. C. Beroza (2012), A rogue earthquake off Sumatra, *Science*, **336** (6085), 1118–1119.
- McKenzie, D., J. Jackson, & K. Priestley (2005), Thermal structure of oceanic and continental lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, **233** (3), 337–349.
- McKenzie, D. P., & R. L. Parker (1967), The North Pacific : an example of tectonics on a sphere, *Nature*, **216**, 1276–1280.
- Mei, S., & D. Kohlstedt (2000a), Influence of water on plastic deformation of olivine aggregates : 1. Diffusion creep regime, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **105** (B9), 21,457–21,469.
- Mei, S., & D. Kohlstedt (2000b), Influence of water on plastic deformation of olivine aggregates : 2. Dislocation creep regime, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **105** (B9), 21,471–21,481.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Mei, S., W. Bai, T. Hiraga, & D. Kohlstedt (2002), Influence of melt on the creep behavior of olivine-basalt aggregates under hydrous conditions, *Earth and Planetary Science Letters*, **201** (3), 491–507.
- Mei, S., A. Suzuki, D. Kohlstedt, N. Dixon, & W. Durham (2010), Experimental constraints on the strength of the lithospheric mantle, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **115** (B8).
- Merkel, S., & N. Hilairet (2015), Multifit-Polydefix : a framework for the analysis of polycrystal deformation using X-rays, *Journal of Applied Crystallography*, **48**, 1307–1313.
- Metois, M., A. Socquet, & C. Vigny (2012), Interseismic coupling, segmentation and mechanical behavior of the central Chile subduction zone, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **117** (B3).
- Mével, C. (2003), Serpentinization of abyssal peridotites at mid-ocean ridges, *Comptes Rendus Geoscience*, **335** (10), 825–852.
- Miller, S. A., W. V. D. Zee, D. L. Olgaard, & J. A. Connelly (2003), Fluid pressure feedback model of dehydration reactions : experiments, modelling and application to subduction zones, *Tectonophysics*, **370**, 241–251.
- Mitchell, T. M., & D. R. Faulkner (2009), The nature and origin of off-fault damage surrounding strike-slip fault zones with a wide range of displacements : a field study from the Atacama fault system, northern Chile, *Journal of Structural Geology*, **31** (8), 802–816.
- Mitchell, T. M., V. Toy, G. Di Toro, J. Renner, & R. H. Sibson (2016), Fault welding by pseudotachylyte formation, *Geology*, **44** (12), 1059–1062.
- Miyazaki, T., K. Sueyoshi, & T. Hiraga (2013), Olivine crystals align during diffusion creep of Earth's upper mantle, *Nature*, **502** (7471), 321–326.
- Mizukami, T., & S. R. Wallis (2005), Structural and petrological constraints on the tectonic evolution of the garnet-lherzolite facies Higashi-akaishi peridotite body, Sanbagawa belt, SW Japan, *Tectonics*, **24** (6).
- Monie, P., & P. Agard (2009), Coeval blueschist exhumation along thousands of kilometers : Implications for subduction channel processes, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **10** (7).
- Morgan, W. J. (1968), Rises, trenches, great faults, and crustal blocks, *Journal of Geophysical Research*, **73** (6), 1959–1982.
- Müller, R. D., W. R. Roest, J.-Y. Royer, L. M. Gahagan, & J. G. Sclater (1997), Digital isochrons of the world's ocean floor, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **102** (B2), 3211–3214.



- Müntener, O. (2010), Serpentine and serpentinization : A link between planet formation and life, *Geology*, **38** (10), 959–960.
- Murrell, S., & I. Ismail (1976), The effect of decomposition of hydrous minerals on the mechanical properties of rocks at high pressures and temperatures, *Tectonophysics*, **31** (3), 207–258.
- Neuville, D. R., D. de Ligny, & G. S. Henderson (2014), Advances in Raman spectroscopy applied to earth and material sciences, *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, **78** (1), 509–541.
- Nielsen, A. E. (1961), Diffusion controlled growth of a moving sphere. The kinetics of crystal growth in potassium perchlorate precipitation, *The Journal of Physical Chemistry*, **65** (1), 46–49.
- Nielsen, A. E. (1964), *Kinetics of precipitation*, vol. 350, Pergamon Press Oxford.
- Nielsen, S., E. Spagnuolo, S. Smith, M. Violay, G. Di Toro, & A. Bistacchi (2016), Scaling in natural and laboratory earthquakes, *Geophysical Research Letters*.
- Nielsen, S. B., G. Di Toro, T. Hirose, & T. Shimamoto (2008), Frictional melt and seismic slip, *J. Geophys. Res.*, **113**, B01308, doi :10.1029/2007JB005122.
- Nishi, M., T. Irifune, J. Tsuchiya, Y. Tange, Y. Nishihara, K. Fujino, & Y. Higo (2014), Stability of hydrous silicate at high pressures and water transport to the deep lower mantle, *Nature Geoscience*, **7** (3), 224–227.
- Nishikawa, T., & S. Ide (2014), Earthquake size distribution in subduction zones linked to slab buoyancy, *Nature Geoscience*, **7** (12), 904–908.
- Nishiyama, N., Y. Wang, T. Uchida, T. Irifune, M. L. Rivers, & S. R. Sutton (2005), Pressure and strain dependence of the strength of sintered polycrystalline Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> ringwoodite, *Geophysical research letters*, **32** (4).
- Obata, M., & S. Karato (1995), Ultramafic pseudotachylite from the Balmuccia peridotite, Ivrea-Verbano zone, northern Italy, *Tectonophysics*, **242**, 313–328.
- O’Hanley, D. S. (1992), Solution to the volume problem in serpentinization, *Geology*, **20** (8), 705–708.
- Ohnaka, M. (2003), A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture, *J. Geophys. Res.*, **108** (B2), 2080, doi :10.1029/2000JB000123.
- Ohtani, E., & K. Litasov (2006), The effect of water on mantle phase transitions, *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, **62** (1), 397–420.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Okal, E. A. (1983), Oceanic intraplate seismicity, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **11**, 195.
- Okal, E. A. (1996), Radial modes from the great 1994 Bolivian earthquake : No evidence for an isotropic component to the source, *Geophysical research letters*, **23** (5), 431–434.
- Okal, E. A. (2013), Normal modes from the 2013 Sea of Okhotsk earthquake, the largest deep event ever recorded, *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- Okal, E. A., N. Saloor, J. Freymueller, G. Steblov, & M. Kogan (2014), The implosive component of the 2013 Okhotsk Sea deep earthquake : Evidence from radial modes and constraints from geodetic data, in *EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 16, p. 16456.
- Okazaki, K., & G. Hirth (2016), Dehydration of lawsonite could directly trigger earthquakes in subducting oceanic crust, *Nature*, **530** (7588), 81–84.
- Okubo, P. G., & J. H. Dietrich (1984), Effects of Physical Fault Properties on Frictional Instabilities Produced on Simulated Faults, *J. Geophys. Res.*, **89** (B7), 5817–5827.
- Oleskevich, D., R. Hyndman, & K. Wang (1999), The updip and downdip limits to great subduction earthquakes : Thermal and structural models of Cascadia, south Alaska, SW Japan, and Chile, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **104** (B7), 14,965–14,991.
- O'Reilly, B., F. Hauser, C. Ravaut, P. Shannon, & P. Readman (2006), Crustal thinning, mantle exhumation and serpentinization in the Porcupine Basin, offshore Ireland : evidence from wide-angle seismic data, *Journal of the Geological Society*, **163** (5), 775–787.
- Padrón-Navarta, J. A., J. Hermann, C. J. Garrido, V. L. Sánchez-Vizcaíno, & M. T. Gómez-Pugnaire (2010), An experimental investigation of antigorite dehydration in natural silica-enriched serpentinite, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **159** (1), 25–42.
- Palmer, A. C., & J. Rice (1973), The growth of slip surfaces in the progressive failure of over-consolidated clay, in *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 332, pp. 527–548, The Royal Society.
- Passelegue, F., N. Brantut, S. Marty, & A. Schubnel (2016), Weakening mechanism and energy budget of laboratory earthquakes, in *EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 18, p. 15693.
- Passelègue, F., A. Schubnel, S. Nielsen, H. S. Bhat, D. Deldicque, R. Madariaga, et al. (2016), Dynamic rupture processes inferred from laboratory microearthquakes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*.

- Passelegue, F. X. (2014), Etude expérimentale de la rupture sismique, Ph.D. thesis, Paris, Ecole normale supérieure.
- Passelègue, F. X., A. Schubnel, S. Nielsen, H. S. Bhat, & R. Madariaga (2013), From sub-Rayleigh to supershear ruptures during stick-slip experiments on crustal rocks, *Science*, **340** (6137), 1208–1211.
- Paterson, M. S., & T.-F. Wong (2005), *Experimental rock deformation-the brittle field*, 2nd ed., Springer Science & Business Media.
- Peacock, S. (2001), Are the lower planes of double seismic zones caused by serpentine dehydration in subducting oceanic mantle?, *Geology*, **29**, 299–302.
- Peacock, S. M., & R. D. Hyndman (1999), Hydrous minerals in the mantle wedge and the maximum depth of subduction thrust earthquakes, *Geophysical Research Letters*, **26** (16), 2517–2520.
- Pec, M., H. Stünitz, R. Heilbronner, M. Drury, & C. de Capitani (2012), Origin of pseudotachylites in slow creep experiments, *Earth and Planetary Science Letters*, **355**, 299–310.
- Perrillat, J.-P., K. Daniel, I. B. K.T., Reynard, H. Cardon, & W. Crichton (2005), Kinetics of antigorite dehydration; a real-time X-ray diffraction study, *Earth and Planetary Science Letters*, **236**, 899–913.
- Persson, B., O. Albohr, U. Tartaglino, A. Volokitin, & E. Tosatti (2004), On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion, *Journal of Physics : Condensed Matter*, **17** (1), R1.
- Philpotts, A. (1964), Origin of pseudotachylites, *American Journal of Science*, **262** (8), 1008–1035.
- Picazo, S., G. Manatschal, M. Cannat, & M. Andreani (2013), Deformation associated to exhumation of serpentized mantle rocks in a fossil Ocean Continent Transition : The Totalp unit in SE Switzerland, *Lithos*, **175**, 255–271.
- Piccardo, G. B., G. Ranalli, & L. Guarnieri (2010), Seismogenic shear zones in the lithospheric mantle : ultramafic pseudotachylytes in the Lanzo Peridotite (Western Alps, NW Italy), *Journal of Petrology*, **51** (1-2), 81–100.
- Pittarello, L., G. Di Toro, A. Bizzarri, G. Pennacchioni, J. Hadizadeh, & M. Cocco (2008), Energy partitioning during seismic slip in pseudotachylyte-bearing faults (Gole Larghe Fault, Adamello, Italy), *Earth Planet. Sci. Lett.*, **269** (1), 131–139.
- Platt, J. D., J. W. Rudnicki, & J. R. Rice (2014), Stability and localization of rapid shear in fluid-saturated fault gouge : 2. Localized zone width and strength evolution, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119** (5), 4334–4359.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Platt, J. D., N. Brantut, & J. R. Rice (2015), Strain localization driven by thermal decomposition during seismic shear, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **120** (6), 4405–4433.
- Plümper, O., H. E. King, C. Vollmer, Q. Ramasse, H. Jung, & H. Austrheim (2012a), The legacy of crystal-plastic deformation in olivine : high-diffusivity pathways during serpentinization, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **163** (4), 701–724.
- Plümper, O., A. Røyne, A. Magrasó, & B. Jamtveit (2012b), The interface-scale mechanism of reaction-induced fracturing during serpentinization, *Geology*, **40** (12), 1103–1106.
- Poliakov, A. N. B., R. Dmowska, & J. R. Rice (2002), Dynamic shear rupture interactions with fault bends and off-axis secondary faulting, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **107** (B11).
- Price, N. A., S. E. Johnson, C. C. Gerbi, & D. P. West (2012), Identifying deformed pseudotachylyte and its influence on the strength and evolution of a crustal shear zone at the base of the seismogenic zone, *Tectonophysics*, **518**, 63–83.
- Prieto, G., M. Florez, S. Barrett, G. Beroza, P. Pedraza, J. Blanco, & E. Poveda (2013), Seismic evidence for thermal runaway during intermediate-depth earthquake rupture, *Geophysical Research Letters*, **40**, 6064–6068.
- Proctor, B. P., & G. Hirth (2015), Role of pore fluid pressure on transient strength changes and fabric development during serpentine dehydration at mantle conditions : Implications for subduction-zone seismicity, *Earth and Planetary Science Letters*, **421**, 1–12.
- Proctor, B. P., & D. A. Lockner (2016), Pseudotachylyte increases the post-slip strength of faults, *Geology*, **44** (12), 1003–1006.
- Proctor, B. P., T. M. Mitchell, G. Hirth, D. Goldsby, F. Zorzi, J. D. Platt, & G. Di Toro (2014), Dynamic weakening of serpentinite gouges and bare surfaces at seismic slip rates, *J. Geophys. Res.*, **119**, 8107–8131.
- Qin, Y., & S. C. Singh (2015), Seismic evidence of a two-layer lithospheric deformation in the Indian Ocean, *Nature communications*, **6**.
- Quick, J. E., S. Sinigoi, & A. Mayer (1994), Emplacement dynamics of a large mafic intrusion in the lower crust, Ivrea-Verbano Zone, northern Italy, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **99** (B11), 21,559–21,573.
- Quick, J. E., S. Sinigoi, A. W. Snoke, T. J. Kalakay, A. Mayer, & G. Peressini (2003), Geologic map of the southern Ivrea-Verbano Zone, northwestern Italy, *US Geological Survey*.
- Quispe, J. R., R. E. Rozas, & P. G. Toledo (2005), Permeability-porosity relationship from a geometrical model of shrinking and lattice Boltzmann and Monte Carlo simulations of flow in two-dimensional pore networks, *Chemical Engineering Journal*, **111** (2), 225–236.

- Raleigh, C. B., & M. S. Paterson (1965), Experimental Deformation of Serpentine and Its Tectonic Implications, *J. Geophys. Res.*, **70** (16), 3965–3985.
- Ranero, C., J. Morgan, K. McIntosh, & C. Reichert (2003), Bending-related faulting and mantle serpentinization at the Middle America trench, *Nature*, **425**, 367–373.
- Raterron, P., Y. Wu, D. J. Weidner, & J. Chen (2004), Low-temperature olivine rheology at high pressure, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **145** (1), 149–159.
- Raterron, P., J. Chen, L. Li, D. Weidner, & P. Cordier (2007), Pressure-induced slip-system transition in forsterite : Single-crystal rheological properties at mantle pressure and temperature, *American Mineralogist*, **92** (8-9), 1436–1445.
- Raterron, P., S. Merkel, & C. W. Holyoke III (2013), Axial temperature gradient and stress measurements in the deformation-DIA cell using alumina pistons, *Review of Scientific Instruments*, **84** (4), 043,906.
- Rempel, A., & J. R. Rice (2006), Thermal pressurization and onset of melting in fault zones, *J. Geophys. Res.*, **111**, B09314, doi :10.1029/2005JB004006.
- Reuschle, T. (1998), A network approach to fracture : The effect of heterogeneity and loading conditions, *pure and applied geophysics*, **152** (4), 641–665.
- Reynard, B. (2013), Serpentine in active subduction zones, *Lithos*, **178**, 171–185.
- Reynard, B., J. Nakajima, & H. Kawakatsu (2010), Earthquakes and plastic deformation of anhydrous slab mantle in double Wadati-Benioff zones, *Geophysical Research Letters*, **37** (24).
- Rice, J. R. (2006), Heating and weakening of faults during earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, **111**, B05311, doi :10.1029/2005JB004006.
- Richter, F. M. (1979), Focal mechanisms and seismic energy release of deep and intermediate earthquakes in the Tonga-Kermadec Region and their bearing on the depth extent of mantle flow, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **84** (B12), 6783–6795.
- Rivalenti, G. (1975), Chemistry and differentiation of mafic dikes in an area near Fiskenaeset, West Greenland, *Canadian Journal of Earth Sciences*, **12** (5), 721–730.
- Rivalenti, G., G. Garuti, A. Rossi, F. Siena, & S. Sinigoi (1981), Existence of different peridotite types and of a layered igneous complex in the Ivrea Zone of the Western Alps, *Journal of Petrology*, **22** (1), 127–153.
- Rivalenti, G., A. Rossi, F. Siena, & S. Sinigoi (1984), The layered series of the Ivrea-Verbano igneous complex, western Alps, Italy, *Tschermaks mineralogische und petrographische Mitteilungen*, **33** (2), 77–99.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Robinson, D., C. Brough, & S. Das (2006), The Mw 7.8, 2001 Kunlunshan earthquake : Extreme rupture speed variability and effect of fault geometry, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **111** (B8).
- Rudge, J. F., P. B. Kelemen, & M. Spiegelman (2010), A simple model of reaction-induced cracking applied to serpentinization and carbonation of peridotite, *Earth and Planetary Science Letters*, **291** (1), 215–227.
- Ruina, A. L. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10,359–10,370.
- Rüpke, L. H., J. P. Morgan, M. Hort, & J. A. Connolly (2004), Serpentine and the subduction zone water cycle, *Earth and Planetary Science Letters*, **223** (1), 17–34.
- Rutter, E. (1983), Pressure solution in nature, theory and experiment, *Journal of the Geological Society*, **140** (5), 725–740.
- Sano-Furukawa, A., T. Kuribayashi, K. Komatsu, T. Yagi, & E. Ohtani (2011), Investigation of hydrogen sites of wadsleyite : A neutron diffraction study, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **189** (1), 56–62.
- Satriano, C., E. Kiraly, P. Bernard, & J.-P. Vilotte (2012), The 2012 Mw 8.6 Sumatra earthquake : Evidence of westward sequential seismic ruptures associated to the reactivation of a N-S ocean fabric, *Geophysical Research Letters*, **39** (15).
- Scambelluri, M., E. H. Strating, G. Piccardo, R. Vissers, & E. Rampone (1991), Alpine olivine-and titanian clinohumite-bearing assemblages in the Erro-Tobbio peridotite (Voltri Massif, NW Italy), *Journal of Metamorphic Geology*, **9** (1), 79–91.
- Scambelluri, M., O. Müntener, J. Hermann, G. B. Piccardo, & V. Trommsdorff (1995), Subduction of water into the mantle : History of an Alpine peridotite, *Geology*, **23**, 459–462.
- Scambelluri, M., J. Fiebig, N. Malaspina, O. Müntener, & T. Pettke (2004), Serpentinite subduction : implications for fluid processes and trace-element recycling, *International Geology Review*, **46** (7), 595–613.
- Schmid, S., H. Aebli, F. Heller, & A. Zingg (1989), The role of the Periadriatic Line in the tectonic evolution of the Alps, *Geological Society, London, Special Publications*, **45** (1), 153–171.
- Scholz, C. H. (1998), Earthquakes and friction laws, *Nature*, **391**, 37–42.
- Scholz, C. H. (2002), *The Mechanics of Earthquake and Faulting*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom.

- 
- Schubnel, A., F. Brunet, N. Hilaret, J. Gasc, Y. Wangand, & H. Green (2013), Deep-Focus Earthquake Analogs Recorded at High Pressure and Temperature in the Laboratory, *Science*, **341**, 1377–1380.
- Schwartz, S., P. Allemand, & S. Guillot (2001), Numerical model of the effect of serpentinites on the exhumation of eclogitic rocks : insights from the Monviso ophiolitic massif (Western Alps), *Tectonophysics*, **342** (1), 193–206.
- Schwartz, S., S. Guillot, B. Reynard, R. Lafay, B. Debret, C. Nicollet, P. Lanari, & A. L. Auzende (2013), Pressure-temperature estimates of the lizardite/antigorite transition in high pressure serpentinites, *Lithos*, **178**, 197–210.
- Schwarzenbach, E. M. (2016), RESEARCH FOCUS : Serpentinization and the formation of fluid pathways, *Geology*, **44** (2), 175–176.
- Seno, T. (2005), Variation of downdip limit of the seismogenic zone near the Japanese islands : Implications for the serpentinization mechanism of the forearc mantle wedge, *Earth and Planetary Science Letters*, **231** (3), 249–262.
- Shervais, J. W. (1979), Thermal emplacement model for the Alpine lherzolite massif at Balmuccia, Italy, *Journal of Petrology*, **20** (4), 795–820.
- Shervais, J. W., & S. B. Mukasa (1991), The Balmuccia orogenic lherzolite massif, Italy, *Journal of Petrology*, (2), 155–174.
- Shillington, D. J., A. Bécel, M. R. Nedimović, H. Kuehn, S. C. Webb, G. A. Abers, K. M. Keranen, J. Li, M. Delescluse, & G. A. Mattei-Salicrup (2015), Link between plate fabric, hydration and subduction zone seismicity in Alaska, *Nature Geoscience*, **8**, 961–964.
- Sibson, R. H. (1973), Interaction between temperature and pore-fluid pressure during earthquake faulting - A mechanism for partial or total stress relief, *Nature*, **243**, 66–68.
- Sibson, R. H. (1975), Generation of pseudotachylyte by ancient seismic faulting, *Geophysical Journal International*, **43** (3), 775–794, doi :10.1111/j.1365-246X.1975.tb06195.x.
- Sibuet, J.-C., S. Srivastava, & G. Manatschal (2007), Exhumed mantle-forming transitional crust in the Newfoundland-Iberia rift and associated magnetic anomalies, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **112** (B6).
- Simpson, G., Y. Guéguen, & F. Schneider (2001), Permeability enhancement due to micro-crack dilatancy in the damage regime, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **106** (B3), 3999–4016.
- Singh, A., C. Balasingh, H. Mao, R. Hemley, & J. Shu (1998), Analysis of lattice strains measured under nonhydrostatic pressure, *Journal of Applied Physics*, **83**.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Sinigoï, S., J. E. Quick, D. Clemens-Knott, A. Mayer, G. Demarchi, M. Mazzucchelli, L. Negrini, & G. Rivalenti (1994), Chemical evolution of a large mafic intrusion in the lower crust, Ivrea-Verbano Zone, northern Italy, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **99** (B11), 21,575–21,590.
- Smith, S. W., J. S. Knapp, & R. C. McPherson (1993), Seismicity of the Gorda plate, structure of the continental margin, and an eastward jump of the Mendocino triple junction, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **98** (B5), 8153–8171.
- Smyth, P. (1997), Belief networks, hidden Markov models, and Markov random fields : a unifying view, *Pattern recognition letters*, **18** (11), 1261–1268.
- Snoke, A. W., T. J. Kalakay, J. E. Quick, & S. Sinigoï (1999), Development of a deep-crustal shear zone in response to syntectonic intrusion of mafic magma into the lower crust, Ivrea-Verbano zone, Italy, *Earth and Planetary Science Letters*, **166** (1), 31–45.
- Souquière, F. (2010), Mechanics of earthquakes in the continental crust, Ph.D. thesis, Université de Franche-Comté, Besançon.
- Souquière, F., & O. Fabbri (2010), Pseudotachylytes in the Balmuccia peridotite (Ivrea Zone) as markers of the exhumation of the southern Alpine continental crust, *Terra Nova*, **22**, 70–77.
- Spray, J. G. (1987), Artificial generation of pseudotachylyte using friction welding apparatus : simulation of melting on a fault plane, *Journal of Structural Geology*, **9** (1), 49–60.
- Spray, J. G. (1992), A physical basis for the frictional melting of some rock-forming minerals, *Tectonophysics*, **204** (3-4), 205–221.
- Spray, J. G. (1995), Pseudotachylyte controversy : fact or friction ?, *Geology*, **23**, 1119–1122.
- Stalder, R., & P. Ulmer (2001), Phase relations of a serpentine composition between 5 and 14 GPa : significance of clinohumite and phase E as water carriers into the transition zone, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **140** (6), 670–679.
- Stauffer, D., & A. Aharony (1992), *Introduction to Percolation Theory*.
- Stein, C. A., M. A. Hobart, & D. H. Abbott (1988), Has the Wharton Basin's heat flow been perturbed by the formation of a diffuse plate boundary in the Indian Ocean ?, *Geophysical Research Letters*, **15** (5), 455–458.
- Stein, S., & C. A. Stein (1997), Sea-floor depth and the Lake Wobegon effect, *Science*, **275** (5306), 1613–1613.



- Stöckhert, B. (2002), Stress and deformation in subduction zones : insight from the record of exhumed metamorphic rocks, *Geological Society, London, Special Publications*, **200** (1), 255–274.
- Suzuki, A., E. Ohtani, S. Urakawa, H. Terasaki, & T. Kato (2001), Viscosity of komatiite magma at high pressure, in *Bayerisches Forschungsinstitut für Experimentelle Geochemie und Geophysik, Universität Bayreuth Annual Report*, p. 105, Princeton University Press.
- Taniguchi, H. (1992), Entropy dependence of viscosity and the glass-transition temperature of melts in the system diopside-anorthite, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **109** (3), 295–303.
- Tarling, M. S., S. A. Smith, C. J. Tulley, J. Scott, J. S. Rooney, & K. C. Gordon (2016), Slip dynamics and the effects of metasomatism on fault rheology in ultramafic rocks, the Livingstone Fault, New Zealand, in *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- Templeton, E. L., & J. R. Rice (2008), Off-fault plasticity and earthquake rupture dynamics : 1. Dry materials or neglect of fluid pressure changes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **113** (B9).
- Thielmann, M., A. Rozel, B. Kaus, & Y. Ricard (2015), Intermediate-depth earthquake generation and shear zone formation caused by grain size reduction and shear heating, *Geology*, **43** (9), 791–794.
- Thompson, A. B. (1992), Water in the Earth's upper mantle, *Nature*, **358**, 295–302.
- Tichelaar, B. W., & L. J. Ruff (1993), Depth of seismic coupling along subduction zones, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **98** (B2), 2017–2037.
- Tingle, T. N., H. W. Green, C. H. Scholz, & T. A. Koczyński (1993), The rheology of faults triggered by the olivine-spinel transformation in Mg<sub>2</sub>GeO<sub>4</sub> and its implications for the mechanism of deep-focus earthquakes, *Journal of Structural Geology*, **15** (9), 1249–1256.
- Tordesillas, A., J. Zhang, & R. Behringer (2009), Buckling force chains in dense granular assemblies : physical and numerical experiments, *Geomechanics and Geoengineering : An International Journal*, **4** (1), 3–16.
- Tordesillas, A., J. Shi, & T. Tshaikiwsky (2011), Stress-dilatancy and force chain evolution, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, **35** (2), 264–292.
- Trouw, R. A., C. W. Passchier, & D. Siersma (2009), *Atlas of Mylonites and related microstructures*, Springer Science & Business Media.
- Tutolo, B. M., D. F. Mildner, C. V. Gagnon, M. O. Saar, & W. E. Seyfried (2016), Nanoscale constraints on porosity generation and fluid flow during serpentinization, *Geology*, **44** (2), 103–106.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Uchida, N., J. Nakajima, A. Hasegawa, & T. Matsuzawa (2009), What controls interplate coupling? : Evidence for abrupt change in coupling across a border between two overlying plates in the NE Japan subduction zone, *Earth and Planetary Science Letters*, **283** (1), 111–121.
- Uchida, T., N. Funamori, & T. Yagi (1996), Lattice strains in crystals under uniaxial stress field, *Journal of applied physics*, **80** (2), 739–746.
- Uchida, T., Y. Wang, M. L. Rivers, & S. R. Sutton (2004), Yield strength and strain hardening of MgO up to 8 GPa measured in the deformation-DIA with monochromatic X-ray diffraction, *Earth and Planetary Science Letters*, **226** (1), 117–126.
- Ueda, T., M. Obata, G. Di Toro, K. Kanagawa, & K. Ozawa (2008), Mantle earthquakes frozen in mylonitized ultramafic pseudotachylytes of spinel-lherzolite facies, *Geology*, **36**, 607–610.
- Uehara, U. (1998), TEM and XRD study of antigorite superstructures, *The Canadian Mineralogist*, **36**, 1595–1605.
- Uenishi, K., & J. R. Rice (2003), Universal nucleation length for slip-weakening rupture instability under nonuniform fault loading, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **108** (B1).
- Ulmer, P., & V. Trommsdorff (1995), Serpentine stability to mantle depths and subduction related magmatism, *Science*, **268**, 858–861.
- Vaïtilingom, M., L. Deguillaume, V. Vinatier, M. Sancelme, P. Amato, N. Chaumerliac, & A.-M. Delort (2013), Potential impact of microbial activity on the oxidant capacity and organic carbon budget in clouds, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **110** (2), 559–564.
- Vallée, M. (2013), Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude, *Nature communications*, **4**.
- Venkataraman, A., & H. Kanamori (2004), Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **109** (B5).
- Vetere, F., H. Behrens, F. Holtz, & D. R. Neuville (2006), Viscosity of andesitic melts—new experimental data and a revised calculation model, *Chemical Geology*, **228** (4), 233–245.
- Violay, M., S. Nielsen, B. Gibert, E. Spagnuolo, A. Cavallo, P. Azais, S. Vinciguerra, & G. Di Toro (2014), Effect of water on the frictional behavior of cohesive rocks during earthquakes, *Geology*, **42** (1), 27–30.

- Vissers, R., J. Platt, & D. Wal (1995), Late orogenic extension of the Betic Cordillera and the Alboran Domain : a lithospheric view, *Tectonics*, **14** (4), 786–803.
- Wadati, K. (1928), Shallow and deep earthquakes, *Geophys. Mag*, **1** (162-203), 2.
- Wang, Y., W. Durham, I. Getting, & D. Weidner (2003), The deformation-DIA : A new apparatus for high temperature triaxial deformation to pressures up to 15 GPa, *Review of Scientific Instruments*, **74**.
- Warren, C. J., C. Beaumont, & R. A. Jamieson (2008), Formation and exhumation of ultra-high-pressure rocks during continental collision : Role of detachment in the subduction channel, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **9** (4).
- Wei, S., D. Helmberger, & J.-P. Avouac (2013), Modeling the 2012 Wharton basin earthquakes off-Sumatra : Complete lithospheric failure, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **118** (7), 3592–3609.
- Weissel, J. K., R. N. Anderson, & C. A. Geller (1980), Deformation of the Indo-Australian plate, *Nature*, **287**, 284–291.
- Wicks, F., & D. O'Hanley (1988), Serpentine minerals : structures and petrology. In *Hydrous Phyllosilicates (Exclusive of Micas)*, *Rev. Mineral.*, **19**, 91–167.
- Wicks, F., & E. Whittaker (1975), A reappraisal of the structures of the serpentine minerals, *Can. Mineral.*, **13**, 227–243.
- Wilshire, H. (1971), Pseudotachylite from the Vredefort Ring, South Africa, *The Journal of Geology*, pp. 195–206.
- Wong, T.-F. (1982), Effects of temperature and pressure on failure and post-failure behavior of Westerly granite, *Mechanics of Materials*, **1** (1), 3–17.
- Wong, T.-F., S.-C. Ko, & D. L. Olgaard (1997), Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system 2. Theoretical analysis, *J. Geophys. Res.*, **102** (B1), 841–852.
- Worden, R. (1991), The reaction antigorite > olivine H<sub>2</sub>O in the Bergell aureole, N. Italy, *Mineralogical Magazine*, **55**, 367–377.
- Wunder, B., & W. Schreyer (1997), Antigorite : High-pressure stability in the system MgO-SiO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O (MSH), *Lithos*, **41** (1), 213–227.
- Xia, G. (2013), Experimental Studies on Dehydration Embrittlement of Serpentinized Peridotite and Effect of Pressure on Creep of Olivine, Ph.D. thesis, University of California Riverside.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Yamaoka, K., Y. Fukao, & M. Kumazawa (1986), Spherical shell tectonics : Effects of sphericity and inextensibility on the geometry of the descending lithosphere, *Reviews of Geophysics*, **24** (1), 27–53.
- Yamasaki, T., & T. Seno (2003), Double seismic zone and dehydration embrittlement of the subducting slab, *J. Geophys. Res.*, **108**.
- Yamashita, T., & A. Schubnel (2016), Slow slip generated by dehydration reaction coupled with slip-induced dilatancy and thermal pressurization, *Journal of Seismology*, pp. 1–18.
- Ye, L., T. Lay, H. Kanamori, & K. D. Koper (2013), Energy release of the 2013 Mw 8.3 Sea of Okhotsk earthquake and deep slab stress heterogeneity, *Science*, **341** (6152), 1380–1384.
- Yue, H., T. Lay, & K. D. Koper (2012), En echelon and orthogonal fault ruptures of the 11 April 2012 great intraplate earthquakes, *Nature*, **490** (7419), 245–249.
- Zha, C.-S., T. S. Duffy, R. T. Downs, H.-K. Mao, & R. J. Hemley (1996), Sound velocity and elasticity of single-crystal forsterite to 16 GPa, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **101** (B8), 17,535–17,545.
- Zhan, Z., D. V. Helmberger, H. Kanamori, & P. M. Shearer (2014), Supershear rupture in a Mw 6.7 aftershock of the 2013 Sea of Okhotsk earthquake, *Science*, **345** (6193), 204–207.
- Zhang, H., C. H. Thurber, D. Shelly, S. Ide, G. C. Beroza, & A. Hasegawa (2004), High-resolution subducting-slab structure beneath northern Honshu, Japan, revealed by double-difference tomography, *Geology*, **32** (4), 361–364.
- Zhao, D., T. Matsuzawa, & A. Hasegawa (1997), Morphology of the subducting slab boundary in the northeastern Japan arc, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **102** (1), 89–104.
- Zhu, W., & T.-f. Wong (1999), Network modeling of the evolution of permeability and dilatancy in compact rock, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **104** (B2), 2963–2971.
- Zingg, A., M. Handy, J. Hunziker, & S. Schmid (1990), Tectonometamorphic history of the Ivrea Zone and its relationship to the crustal evolution of the Southern Alps, *Tectonophysics*, **182** (1), 169–192.



---

## HORIZONS

Le soleil de sept heures caché par ce nuage  
S'étendant, imposant, au-devant des Montagnes  
Faisait belle lumière et comme des mirages  
Dispersant l'horizon en un millier de vagues.

Ses rayons impériaux jaillissaient au-dessus  
De l'immense radeau sur lequel ça festoie  
Et de l'accroc de ciel tutoyant ce tissu  
D'autres comme un rideau descendaient devant toi.

Filant vers l'horizon pour gagner les hauteurs  
On s'est comme surpris à se prendre pour ceux  
Qui deux mille ans plus tôt croyaient de tout leur coeur  
Que la fête, là-haut, était celle des dieux.

Il n'est de dieux, en fait, que dans l'esprit des gens  
Façonnant ces images pour dissiper leurs craintes  
Il n'est de fête aux cieus que celle des savants\*  
Perchés à contempler le Monde et ses étreintes.

*10 juillet 2014 – entre Modène et Aoste, Bourg de Bard  
Extrait du recueil « Encore et jusqu'à l'Aube »*

\*sages, clairvoyants ou agnostiques



"I don't know where I'm going from here,  
but I promise it won't be boring."

« Je ne sais pas où je vais désormais,  
mais je promets que ça ne sera pas ennuyeux. »

**David Bowie**

Extrait d'une interview  
*Performing Songwriter*, 2003.





## Résumé

Les séismes intermédiaires (30-300 km) ont été largement documentés dans les plaques océaniques en subduction mais leur mécanisme reste énigmatique. Des séismes se produisent dans les plans de Wadati-Benioff supérieur et inférieur. Le plan inférieur se localise dans le manteau lithosphérique plongeant, 15 à 40 km sous l'interface de subduction. Cette sismicité correspondrait à la déshydratation de l'antigorite, serpentine de haute température, vers 600 °C.

Pour tester cette hypothèse et comprendre quel mécanisme est en jeu dans le plan inférieur, des expériences (Griggs et D-DIA) et une étude de terrain (Balmuccia, Italie) ont été effectuées.

Des péridotites artificielles ont été déshydratées pendant leur déformation dans des conditions typiques du manteau supérieur (1 à 3.5 GPa). Des émissions acoustiques sont enregistrées dans des échantillons comportant 5 %vol. d'antigorite. Les microfailles associées sont scellées par des pseudotachylites contenant des fluides, montrant que la déstabilisation de l'antigorite a déclenché une rupture dynamique et la fusion de l'olivine sur la surface de faille. Ces résultats mènent à l'établissement d'un modèle dans lequel un transfert de contrainte induit par déshydratation est le déclencheur de la fragilisation des roches du manteau.

Parallèlement, une pseudotachylite de la péridotite de Balmuccia révèle l'enregistrement de l'histoire du glissement d'un séisme fossile de magnitude  $M_w > 6$ . La lubrification co-sismique est complète et transitoire, car le magma peut rapidement s'écouler dans les fentes en tension lors du passage du front de rupture. L'aspiration du magma mènerait à un refroidissement permettant le rétablissement de la résistance et l'arrêt du glissement.

Cette pseudotachylite naturelle, un million de fois plus grande que son analogue expérimental, s'est formée dans les mêmes conditions de pression et de température. La grande similitude entre ces failles sur le terrain et au laboratoire indique que les expériences montrent un mécanisme de rupture représentatif de ce qui se passe dans la nature. D'autre part, de l'eau, trouvée fossilisée dans la pseudotachylite, était présente pendant la rupture sismique.

Ce travail réconcilie des décennies d'études semblant contradictoires sur le lien entre séismes mantelliques et déshydratation de l'antigorite. À une certaine échelle, une fraction d'antigorite de seulement 5 %vol. suffit à déclencher une sismicité, qui pourrait finalement être vue comme un indicateur du degré d'hydratation dans le manteau lithosphérique.

## Mots Clés

Séismes, manteau, péridotites serpentinisées, olivine, antigorite, déshydratation, plan de Wadati-Benioff inférieur, D-DIA, synchrotron, Griggs, pseudotachylites, percolation, modèle *DDST*.

## Abstract

Intermediate-depth earthquakes (30-300 km) have been extensively documented within subducting oceanic slabs but their mechanism remains enigmatic. Earthquakes occur both in the upper and lower Wadati-Benioff planes. The latter is located in the mantle of the subducted oceanic lithosphere, 15-40 km below the plate interface, and is thought to fit the thermal breakdown of antigorite, the high-temperature serpentine, around 600 °C.

To test this hypothesis and understand which mechanism is at play in the lower plane, both experiments (Griggs and D-DIA) and field work (Balmuccia, Italy) have been performed.

Artificial peridotites were dehydrated during deformation at upper mantle conditions. Between 1 and 3.5 GPa, acoustic emissions are recorded in samples with only 5 vol.% antigorite. Associated microfaults are sealed by fluid-bearing pseudotachylytes, showing that antigorite destabilization triggered dynamic shear failure and frictional melting of olivine. These results lead to a model in which dehydration-induced stress transfer is the trigger of mantle rocks embrittlement.

Simultaneously, a pseudotachylyte from the Balmuccia peridotite reveals the recorded sliding history of an ancient  $M_w > 6$  earthquake. The co-seismic fault lubrication is complete and transient, as melt could rapidly flow into tensile fractures generated by the rupture front. Melt suction within the fractures led to rapid cooling and may have promoted strength recovery and sliding arrest.

This natural pseudotachylyte, one million times larger than the experimental ones, has formed at the same pressure and temperature. The high similarity between those experimental and natural faults indicates a similar mechanism at both scales, and thus that the experiments show a rupture mechanism representative of what happens in nature. Furthermore, water, found fossilized in the pseudotachylyte, was somehow present during the seismic rupture.

This work reconciles decades of apparently contradictory studies on the possible link between mantle earthquakes and serpentine dehydration. At a certain scale, an antigorite fraction as low as 5 vol.% is sufficient to trigger seismicity, which could therefore ultimately be seen as an indicator for the degree of hydration in the lithospheric mantle.

## Keywords

Earthquakes, mantle, serpentinized peridotites, olivine, antigorite, dehydration, lower Wadati-Benioff plane, D-DIA, synchrotron, Griggs, pseudotachylytes, percolation, *DDST* model.