



HAL
open science

Signature géophysique du panneau plongeant alpin : analogues de terrain et modèles directs

Manon Sonnet

► **To cite this version:**

Manon Sonnet. Signature géophysique du panneau plongeant alpin : analogues de terrain et modèles directs. Sciences de la Terre. Sorbonne Université, 2023. Français. NNT : 2023SORUS595 . tel-04496358

HAL Id: tel-04496358

<https://theses.hal.science/tel-04496358v1>

Submitted on 8 Mar 2024

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.

ED 398 – Géosciences, Ressources Naturelles et Environnement

THESE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de docteur en Sciences de la Terre délivré par

SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité Géosciences

Présentée par :

Manon SONNET

La signature sismique du panneau plongeant alpin :
analogues de terrain et modèles directs

Thèse soutenue publiquement le 5 décembre 2023

Devant un jury composé de :

Philippe Goncalves	(Chrono E., Besançon)	Rapporteur
Stéphanie Gautier	(GM, Montpellier)	Rapporteur
Claudio Rosenberg	(ISTeP, Paris)	Examineur
Jérôme Fortin	(ENS, Paris)	Examineur
Alexandrine Gesret	(Mines Paris PSL, Paris)	Examineur
Loïc Labrousse	(ISTeP, Paris)	Directeur de thèse
Jérôme Bascou	(LMV, Saint Etienne)	Co-Directeur de thèse
Alexis Plunder	(BRGM, Orléans)	Membre invité
Anne Paul	(ISTerre, Grenoble)	Membre invité

Remerciements

Quelle sensation étrange d'écrire cette partie du manuscrit. Partie qui sera sans doute la plus lue et la seule qui reflète l'aventure humaine d'un doctorat. Je dédie donc cette section aux personnes à l'origine de ce projet ou qui y ont contribué.

Je tiens en premier lieu à remercier Loïc, dont la fiabilité et la disponibilité à toute épreuve forcent l'admiration. Merci pour ton enthousiasme communicatif, ta confiance, ta patience. Merci de plonger les mains dans le cambouis sans jamais rechigner. Merci pour ces moments sur le terrain : cette belle combinaison blanche, la surprise d'un sac égaré, le baptême en hélicoptère et tes récits improbables autour de pizzas italiennes. Je crois que je te dois plus qu'un pouce gauche !

Jérôme, Alexis, merci de répondre présent chaque fois que nécessaire. A travers l'impénétrable maquis corse ou lors de relectures (moins austères, je l'espère). Jérôme, merci pour ton accompagnement dans les mesures EBSD et ta vision 3D bluffante. Merci pour ta bienveillance et ta sérénité. Te savoir disponible et confiant m'a apporté un réel soutien.

Alexis, merci de m'avoir éclairée des subtilités de la modélisation thermodynamique et cinétique. Merci également pour ta vision extérieure du projet. Vision si précieuse quand je n'arrivais pas moi-même à prendre du recul.

Anne, Ahmed, cette thèse n'aurait pas pu se faire sans vous. Merci de m'avoir partagé vos données et de me les avoir longuement expliquées, afin que je me les approprie.

Jean-Arthur, Kristel, merci de m'avoir accompagnée dans l'idée d'une approche thermocinétique. Merci pour votre pédagogie et la qualité de nos échanges. Jean-Arthur, merci pour l'invitation au workshop Cleedi, à l'origine de cette collaboration.

Mes pensées vont à Laurent, qui au volant de son van, en pleine traversée des Bétiques, m'a dit d'une évidence déconcertante : « Non mais franchement, ce serait complètement con que tu ne fasses pas de thèse ! ». Sourcils relevés, yeux au ciel. L'idée a fait son chemin. Loïc est passé par là...

A Philippe pour ce « terrain d'intégration » en début de thèse à travers l'Allemagne et la République Tchèque, d'où la team A Dodavek est issue. Clément, Guillaume, Thomas, Tiphaine, Marie, Kevin, il y régnait une frénésie dont je suis souvent nostalgique.

Kéké, je crois que je te dois en partie cette thèse. Le seul manuscrit en huit années d'étude que l'on n'aura pas écrit à deux ! Merci pour ce binôme de travail et cette amitié qui y est née. Merci pour ta fidélité immuable (jusqu'à gober une sauterelle vivante). Est-ce vraiment la fin ? J'ai du mal à m'y faire...

Marie, merci d'être toi, toute entière, de t'engager toujours, jusqu'au bout, sans concession. Ton dynamisme m'a pas mal manqué ces derniers mois... Merci de m'avoir plus qu'accueillie dans ce bureau et pour la complicité qui y est née. Une nouvelle occupante du bureau est déjà quasi en place. C'est tout aussi dynamique. Je crois que Loïc a pris goût aux montagnes russes.

Emeline, prendre la relève de Marie n'est pas chose aisée, mais ton sourire, ton enthousiasme et un peu de shatta ont rendu le voyage bon. Je vais finalement atteindre Mexico début décembre, en conduisant tant bien que mal ma Vespa !

Clem, Toto, Tiphaine, merci de m'avoir accueillie et initiée à la vie de doctorants. Merci pour les repas, les soirées partagées, mouffetardes ou rottembourgeoises. Merci pour les parties de ping-pong et de Scopa, débordantes de mauvaise foi ; les montages mi-subtils mi-beaufs, décorant les bureaux ; les batailles de nerfs ; les chorégraphies ; les déguisements d'hawaïenne ; et toute autre folie (espérons que ce soit proportionnel au génie) faisant chaque jour différent.

Loulou, Hippo, merci d'avoir succédé au départ de la team A Dodavek. Vous avez gardé vivants les couloirs de pétro. Loulou merci de remplir de ton rire éclatant et communicatif les couloirs trop silencieux du 3ème. Ne laisse pas la thèse l'atténuer. Hippo merci d'être aussi tolérant. De concéder aussi facilement, simplement par souci d'harmonie. Moi qui dis trop facilement ce que je pense, comme je le pense. J'ai hâte de troquer les bières de Jussieu en ti-punch martiniquais avec vous !

Merci aux ingés, plus permanents que tous ! Nico, notre Mathieu Noël de l'ISTeP (à quand une chronique dans les news du vendredi ?), merci pour les trophées 3D si réalistes et tes coups de gueule toujours justifiés. Omar, merci pour ces moments autour de l'EBSD, durant lesquels tu m'as tout aussi impressionnée par ta fulgurante capacité à reconnaître des minéraux, que par ton engouement à détailler tes recettes de cuisine préférées. Michel, merci de nous faire rire par ta gourmandise et d'alléger l'atmosphère par ton sifflement.

Plus généralement, merci à l'ensemble du laboratoire ISTeP pour le milieu de travail qui est offert et la cohésion qui existe entre doctorants : les ISTapéros, la pâtisserie de soutien (Merci Maylis !), le week-end à venir à St Malo... Merci pour la qualité unique d'enseignements que vous transmettez et celle des stages de terrain. Vous nous procurez l'envie de faire de la recherche et cette thèse en est le résultat.

Je termine cette thèse des souvenirs plein la tête et avec un montage audio bien précieux.

Faire ce que l'on aime, du mieux que l'on peut et avec le soutien de ses proches, est un vrai privilège. Alors, il est temps de remercier ces personnes. Mathilde, Garance, Léo, Youcef, Mathis, Louis, Bastien, merci pour ces échappées à Saint Gervais, Arzon, Dieppe, au Havre, à Lille, à Lorient ou au Saussois. Merci pour la cohésion qui émane de ce groupe, les soirées chaleureuses et cette légendaire crémaillère. Héloïse, merci de me partager ta fougue et ta liberté, de me faire voyager à travers tes récits, sans même que je ne quitte Paris. Aïda, merci d'être à mes côtés depuis des années, de me soutenir sans jamais me reprocher mes absences épisodiques. Baptiste, Eloi, Sarah merci pour les longues soirées coutumières au Café Léa puis au Café Reuilly, où tout semble plus léger. Merci pour ces derniers instants suspendus, à Brantôme ou au Saussois, avant la rédaction de ce manuscrit. Julia, merci d'être rentrée dans ma vie. Merci pour la vision si inspirante que tu en as et qui me pousse à entreprendre des choses que je n'aurais peut-être jamais faites. Mélina, merci simplement d'être là depuis 23 ans, mon repère permanent. Élisabeth, Didier, merci pour la magie des moments que vous créez, l'ambiance familiale qui y flotte.

Enfin, une immense gratitude envers mes parents, pour le foyer que vous avez créé. Un jour, je vous ai reproché de ne pas m'indiquer quelle orientation choisir. Cela m'aurait allégé du poids du choix. Aujourd'hui, je vous remercie de n'avoir jamais rien imposé, de toujours soutenir vos enfants et de nous montrer combien vous en êtes fiers. Merci à mon frère, avec qui les sujets de conversation ne tarissent jamais et qui ne cesse de me faire rire en toutes circonstances. Sans toi, la vie serait fade.

Paris, le 22 octobre 2023

Résumé

Des images géophysiques récentes dans les Alpes montrent une signature sismique particulière du sommet du panneau plongeant crustal à 40 km de profondeur. Une augmentation de vitesse brutale des ondes S est corrélée à une forte probabilité de présence de contraste d'interface dans la tomographie et à une conversion négative dans les données « stackée » des fonctions-récepteur. Le but de cette thèse est d'évaluer si des changements de minéralogie et de texture de la croûte continentale inférieure peuvent expliquer cette signature sismique.

Pour cela, nous avons calculé les variations de vitesses sismiques « bulk », générées par les changements minéralogiques durant l'enfouissement de roches représentatives de la croûte inférieure européenne le long de profils pression-température typiques de zone de convergence. Nous avons étudié l'évolution de l'anisotropie des mêmes roches à l'échelle macroscopique en fonction de la pression et la température, à partir de mesures directes. Ces mesures ont été comparées aux calculs d'anisotropie couramment effectués à partir de cartographies d'orientations cristallographiques à l'échelle de la lame mince. Le but ultime de ces exercices est de comprendre quelles propriétés contrôlent les vitesses sismiques effectives des roches à l'échelle kilométrique. Nous avons finalement tenté de déceler, à cette dernière échelle, l'anisotropie des roches dans les données de fonctions-récepteur à partir de leur décomposition harmonique.

Nous montrons que la transformation des roches du faciès des amphibolites à celui des granulites de haute pression permet d'expliquer l'augmentation de vitesse du modèle tomographique et que ce front est décalé d'une dizaine de kilomètre le long du panneau plongeant en comparaison des prédictions thermodynamiques. A travers une modélisation thermocinétique de zone de convergence, nous évaluons le profil thermique du panneau plongeant lors du passage de la subduction à la collision et expliquons ce décalage par des effets cinétiques.

Les mesures directes comparées aux calculs d'anisotropie indiquent que la différence attendue entre anisotropie intrinsèque et effective est plus importante dans les roches du faciès des amphibolites, où litage et CPO se renforcent, que dans celles du faciès des granulites où l'anisotropie résulte surtout de l'anisotropie intrinsèque. A l'échelle kilométrique, la transformation amphibolite vers granulite est susceptible de s'accompagner d'une diminution de l'anisotropie, en plus d'une augmentation de vitesse.

A travers la décomposition harmonique, nous montrons que la baisse de visibilité du réflecteur associé au Moho, aux stations à l'aplomb du panneau plongeant, se fait au profit de la mise en évidence d'une direction rapide intra- panneau plongeant et orientée perpendiculairement à son pendage. Puisque cette transformation est visible tant dans les données de fonctions-récepteur que dans les modèles de tomographie, nous en déduisons que l'épaisseur du front de réaction est de l'ordre du kilomètre.

Abstract

Recent geophysical images in the Alps show a distinctive seismic signature of the top of the crustal dipping panel at 40 km depth. A sharp increase in S-wave velocity is correlated with a high probability of interface contrast in tomography and negative conversion in stacked receiver-function data. The aim of this thesis is to assess if changes in the mineralogy and textural properties of the lower continental crust can explain this seismic signature.

To this end, we calculated bulk seismic velocity variations, generated by mineralogical changes during burial of rocks representative of the European lower crust along pressure-temperature profiles typical of convergence zones. We studied the evolution of the macroscopic anisotropy of the same rocks as a function of pressure and temperature, using direct measurements. These measurements are compared with anisotropy calculations commonly performed from thin-section crystallographic orientation maps. The ultimate aim of these exercises is to understand which properties control the effective seismic velocities of rocks at kilometer scale. Finally, we have attempted to detect the anisotropy of rocks at this latter scale in receiver-function data from their harmonic decomposition.

We show that the transformation of rocks from amphibolite to high-pressure granulite facies explains the increase in velocity of the tomographic model, and that this front is shifted by around ten kilometers along the slab, compared with thermodynamic predictions. Using thermokinetic modelling of convergence zones, we evaluate the thermal profile of the dipping panel during the transition from subduction to collision, and explain this offset by kinetic effects.

Direct measurements compared with anisotropy calculations indicate that the expected difference between intrinsic and effective anisotropy is greater in amphibolite facies rocks, where layering and CPO are enhanced, than in granulite facies rocks, where anisotropy results mainly from intrinsic anisotropy. At kilometer scale, amphibolite-to-granulite transformation is likely to be accompanied by a decrease in anisotropy in addition to an increase in velocity.

Through harmonic decomposition, we show that the reduced visibility of the Moho, at stations above the dipping panel, is to the benefit of highlighting a fast intra-slab direction oriented perpendicular to its dip. Since this transformation is visible both in the receiver-function data and in the tomography models, we deduce that the thickness of the reaction front is of the order of a kilometer.

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	vi
Abstract	viii
Table des matières	x
Introduction générale.....	19
I. Variétés des données sismologiques	23
A. Les ondes de volume et de surface	24
B. Le bruit sismique ambiant	25
II. Différents outils pour imager les zones de convergence	26
A. La tomographie.....	26
B. Les fonctions-récepteur.....	28
III. L'anisotropie sismique et ses sources	33
A. Anisotropie intrinsèque	36
1. Théorie de l'élasticité et constantes élastiques monocristallines.....	36
2. Modélisation prédictive des propriétés sismiques	38
3. Les minéraux intrinsèquement anisotropes	39
B. Anisotropie effective : nécessité de mesures directes.....	42
IV. Effets des transformations de roches reconnues.....	44
A. Effets des transformations de roches dans les images géophysiques	44
1. La transition $\alpha - \beta$ du quartz	45
2. L'éclogitisation	47
3. La fusion partielle.....	52
4. Le changement du régime de fluides.....	54
B. Effets attendus des transformations majeures des roches.....	55
1. La transformation granulite vers éclogite.....	55
2. Les fluides dans les schistes bleus et les serpentinites	56
V. Les Alpes de l'Ouest	58

A.	Contexte géologique des Alpes de l’Ouest.....	58
B.	Différentes images géophysiques disponibles dans les Alpes de l’Ouest.....	61
1.	Le profil ECORS-CROP	61
2.	Le profil CIFALPS	62
C.	Différentes interprétations	68
D.	Compilations de propriétés sismiques incomplètes	71
VI.	<i>Objectifs de la thèse et contenu du manuscrit.....</i>	72
	<i>Chapitre 1 : Évaluation des propriétés chimiques et minéralogiques du panneau plongeant alpin, sur la base d’analogues de terrain et de tomographie du bruit ambiant.</i>	75
I.	<i>Introduction</i>	81
II.	<i>Seismic velocities of the Alpine slab along the CIFALPS transect.....</i>	83
III.	<i>Sampling strategy.....</i>	86
A.	Basement not buried during the Alpine orogeny	86
1.	The External Crystalline Massif	86
2.	The Gruf complex.....	86
3.	The Adriatic lower crust, Ivrea Zone	87
B.	HP analogues	87
1.	Monte Mucrone, Sesia Zone	87
2.	Rocca Canavese Zone.....	87
3.	Gran Paradiso - Schistes Lustrés contact	88
4.	Continental slivers from Corsica	88
IV.	<i>Approach and methods.....</i>	89
1.	From bulk chemistry to PT velocity map.....	89
2.	Bulk chemical composition	89
3.	Thermodynamic modelling	90
4.	Seismic properties modelling within a PT domain	90
5.	Seismic properties along PT profiles	91
V.	<i>Results.....</i>	92
A.	Sample description	92
B.	Bulk chemical composition of rocks and choice of representative analysis	93
C.	Evolution of S-wave velocity along PT profiles.....	94

1.	From mineral phase maps to S-wave velocity maps	94
2.	S-wave velocity along subduction or collision PT profile	99
3.	Impact of water content on S-wave velocity	100
VI.	<i>Discussion</i>	101
A.	Comparison between seismic velocities from geophysical data and calculated S-wave velocities	101
1.	A poorly reacted felsic to intermediate crustal slab down to 70 km	101
2.	Shallow velocity step: the seismic signature of a granulites facies continental crust?.....	102
3.	Seismic signature of a thermally re-equilibrated slab.....	103
4.	Role of anisotropy in seismic velocity calculations	104
B.	Implications for present-day thermal state of the Alpine slab	107
C.	Possible effects of incomplete reactions	109
D.	Implications for other seismic imaging results	109
VII.	<i>Conclusion</i>	110
<i>Chapitre 2 : Mesures expérimentales et estimations de l'anisotropie des roches analogues à différentes échelles</i>		
123		
I.	<i>Introduction</i>	127
II.	<i>Méthodes</i>	130
A.	Mesures pétrophysiques 3D – presse triaxiale et propagation d’ultra-sons	130
B.	Mesures de CPO et traitement MTex	133
III.	<i>Description des échantillons</i>	134
IV.	<i>Résultats</i>	137
A.	Propriétés pétrophysiques 3D	138
1.	Effets de la température	138
2.	Effets de la pression	140
3.	Vitesse des ondes P aux conditions standards.....	144
4.	Vitesse des ondes P à haute pression	145
5.	Évolution de l’anisotropie avec la pression.....	146
6.	Vitesses et anisotropies de vitesse en profondeur : effets conjugués de P et T.....	147
7.	Effet de l’anisotropie dans les fonctions-récepteur.....	149
B.	Propriétés sismiques à partir de mesures des CPO	153

1.	Mesures des CPO et calculs de vitesses sismiques en conditions standards.....	153
2.	Hétérogénéité sismique - Quantifier l'effet du litage sur l'anisotropie	163
C.	Bilan des résultats.....	169
V.	<i>Discussion.....</i>	171
A.	De l'échantillon à l'échelle sismique : quels arguments pour un changement d'échelle ?.....	171
B.	Élasticité des roches dans la direction Z.....	173
C.	L'anisotropie des roches par rapport au plan de foliation.....	174
VI.	<i>Conclusion</i>	177
<i>Chapitre 3 : Décomposition harmonique des fonctions-récepteur le long du profil</i>		
<i>CIFALPS : à la recherche de l'anisotropie du panneau plongeant alpin.....</i>		
I.	<i>Introduction</i>	183
A.	Dépendance de la signature du panneau alpin au back-azimuth.....	183
B.	Rappels sur les fonctions-récepteur	187
C.	Pendage des interfaces : la limite des fonctions-récepteur	191
II.	<i>Mise en œuvre de la décomposition harmonique</i>	192
A.	Méthode de mise en œuvre	192
B.	Principe du code de décomposition harmonique, élaboré au cours de cette thèse	196
III.	<i>Tests préliminaires à la démarche inverse.....</i>	200
A.	Signatures harmoniques de différentes complexités.	200
B.	Construction des fonctions-récepteur synthétiques	202
C.	Influence de l'épaisseur du panneau plongeant	209
D.	Influence du type d'anisotropie du panneau plongeant et de son encaissant	210
E.	Relation entre décalage temporel et pendage.....	214
F.	Scénarios de transformations envisagées.....	215
IV.	<i>Démarche inverse</i>	217

A.	Stations à l'avant de la chaîne	221
1.	Données de phase.....	221
2.	Données d'amplitude.....	222
B.	Stations des zones externes, zone crustale à faible vitesse des ondes S.....	224
1.	Données de phase.....	224
2.	Données d'amplitude.....	225
C.	Stations des zones internes, transformations dans le panneau plongeant crustal	
	228	
1.	Données de phase.....	228
2.	Données d'amplitude.....	229
D.	Bilan de la démarche inverse.....	231
V.	<i>Discussion</i>.....	232
A.	Transformations des roches de croûte inférieure le long de la chaîne.....	232
1.	De l'avant de la chaîne au prisme de collision	232
2.	Du prisme de collision au panneau plongeant.....	233
	<i>Discussion</i>	235
I.	<i>Signature d'un front de transformation dans les vitesses des ondes de</i>	
	<i>volume</i>.....	239
A.	L'augmentation de vitesse de la transformation amphibolites vers granulites....	239
B.	L'apport de la thermocinétique sur les chemins pression-température	244
1.	Configuration du code initié durant le workshop CLEEDI	245
2.	Évaluation de la stabilité d'un état thermique de subduction.....	247
3.	Taux de réaction et retard dû à la cinétique.....	248
4.	Conclusion.....	250
II.	<i>Signature d'un front de transformation dans l'anisotropie des vitesses</i>	251
A.	Le transfert d'échelle de l'anisotropie vers les images géophysiques.....	251
B.	Propriétés sismiques de la transformation amphibolites vers granulites	255
III.	<i>L'épaisseur d'un front de réaction</i>	258
A.	Dimensions des objets visibles en sismique.....	258
B.	Dimensions des fronts de transformation sur le terrain.....	259

C.	Les Alpes et l'Himalaya : une différence de deux ordres de grandeur	262
IV.	<i>Perspectives</i>	263
A.	Une meilleure caractérisation des vitesses sismiques à l'échelle de l'agrégat	263
B.	Une meilleure extrapolation des données pétrophysique 3D	264
C.	Effectuer des modèles de propagation dynamique des ondes	265
D.	Une modélisation thermocinétique transitoire.....	265
	<i>Bibliographie</i>	267
	<i>Annexes</i>	282

Introduction générale

Sommaire

I. Variétés des données sismologiques	23
A. Les ondes de volume et de surface	24
B. Le bruit sismique ambiant	25
II. Différents outils pour imager les zones de convergence	26
A. La tomographie	26
B. Les fonctions-récepteur	28
III. L'anisotropie sismique et ses sources.....	33
A. Anisotropie intrinsèque	36
1. Théorie de l'élasticité et constantes élastiques monocristallines	36
2. Modélisation prédictive des propriétés sismiques.....	38
3. Les minéraux intrinsèquement anisotropes	39
B. Anisotropie effective : nécessité de mesures directes	42
IV. Effets des transformations de roches reconnues	44
A. Effets des transformations de roches dans les images géophysiques	44
1. La transition $\alpha - \beta$ du quartz.....	45
2. L'éclogitisation.....	47
3. La fusion partielle	52
4. Le changement du régime de fluides	54
B. Effets attendus des transformations majeures des roches	55
1. La transformation granulite vers éclogite	55
2. Les fluides dans les schistes bleus et les serpentinites.....	56
V. Les Alpes de l'Ouest	58
A. Contexte géologique des Alpes de l'Ouest	58
B. Différentes images géophysiques disponibles dans les Alpes de l'Ouest	61
1. Le profil ECORS-CROP	61
2. Le profil CIFALPS.....	62
a) Modèle en fonctions-récepteur.....	62
b) Modèle tomographique des ondes P.....	64
c) Modèle de tomographie des ondes S à partir du bruit ambiant	66

C.	Différentes interprétations.....	68
D.	Compilations de propriétés sismiques incomplètes	71
VI.	<i>Objectifs de la thèse et contenu du manuscrit</i>	<i>72</i>

Les zones de convergence sont les principaux lieux de recyclage de la croûte. Celle-ci, océanique ou continentale, peut être soit réintégrée dans le manteau, soit impliquée dans un prisme orogénique. Ces processus se déroulent à des échelles spatiales et temporelles hors de portée de l'homme et se produisent à des profondeurs extrêmement importantes (30 à 100 km de profondeur), ce qui rend les observations directes impossibles. L'essentiel des représentations que nous en avons provient donc des techniques d'imagerie géophysique (e.g. *Rondenay et al., 2008 ; Schulte-Pelkum et al., 2005 ; Yuan et al., 2000*), techniques basées sur l'étude de la propagation des ondes sismiques.

Parmi les méthodes géophysiques, celles de tomographie et de fonctions-récepteur sont couramment utilisées pour imager les zones de convergence. Grâce à la résolution actuelle de ces méthodes, des variations de propriétés sismiques au sein d'unités supposées continues peuvent être associées à des transformations de roches (e.g. *Almqvist et al., 2021 ; Malusà et al., 2021*).

Le but du présent projet de recherche doctoral est de parcourir à l'envers le chemin que les géophysiciens pratiquent. Leur démarche consiste à imager les structures profondes et à en déduire les structures et les propriétés des roches en profondeur. Pour aller à leur rencontre, je me propose de partir d'analogues de terrain, évaluer ou mesurer leur propriétés sismiques (vitesses des ondes P et S et anisotropie des ondes P en l'occurrence) et reconnaître dans le signal géophysique leur caractéristiques éventuelles. Pour introduire cette démarche, quelques notions de sismologie, de pétrophysique et de géologie alpine sont nécessaires.

I. Variétés des données sismologiques

Les tremblements de terre consistent en une propagation d'ondes de déformation élastique dans toutes les directions de l'espace, au sein desquelles, on distingue les ondes de volume et les ondes de surface. Lorsque ces ondes traversent les structures géologiques, leurs vitesses de propagation et leur amplitude sont modifiées. L'étude de la propagation de ces ondes nous renseigne donc sur les propriétés des milieux traversés (par exemple, géométrie, densité, teneur en fluide, anisotropie...).

Hormis les ondes sismiques associées à des tremblements de Terre, enregistrées que ponctuellement, les sismogrammes contiennent un signal continu, de faible amplitude, appelé le bruit sismique. Ce bruit est généré par différents phénomènes naturels ou anthropiques, tel que le bruit des vagues et marées sur les côtes, et peut être exploité dans les méthodes géophysiques.

A. Les ondes de volume et de surface

Les ondes de volume se propagent à l'intérieur de la Terre suivant des lois proches des lois d'optique. Celles-ci sont composées des ondes P et des ondes S. Les ondes P (pour « *pressure* ») sont les plus rapides et donc les premières enregistrées à la suite d'un séisme (encart du milieu, Fig. 1.1). Ce sont des ondes de compression-dilatation dont la perturbation se produit dans la direction de propagation. Leur vitesse est égale à :

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{\kappa+4/3\mu}{\rho}} \quad (1)$$

Où κ est le module d'incompressibilité (en GPa). Plus celui-ci est élevé, plus il est difficile de diminuer le volume du matériau sous l'effet de la pression ; μ est le module de cisaillement (en GPa), qui rend compte de la résistance du matériau au cisaillement ; ρ est la masse volumique (en kg/m³).

Les ondes S (pour « *shear* », encart du milieu, Fig. 1.1), sont plus lentes que les P et sont des ondes de cisaillement. Le mouvement s'effectue perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde. Les composantes verticale et horizontale des ondes S sont notées SV et SH. Leur vitesse est égale à :

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2)$$

Si les ondes de volume rencontrent des changements de milieu, suffisamment importants pour produire un contraste d'impédance (défini comme le produit de la vitesse par la densité), elles peuvent être réfléchies, réfractées ou converties. À la position où a lieu la conversion, on désigne le contraste d'impédance comme une discontinuité. Pour qu'une conversion se produise, l'angle d'incidence de l'onde avec la discontinuité doit être différent de 90°.

Comme leur nom l'indique, les ondes de surface se propagent dans la structure peu profonde de la Terre (lithosphère et manteau supérieur, en fonction de leur période). Ce sont des ondes dont l'amplitude est généralement la plus forte sur les enregistrements sismiques (encart du milieu, Fig. 1.1). Deux types d'onde de surface existent, dont la distinction n'est pas nécessaire dans ce manuscrit. On peut quand même préciser qu'elles contiennent une composante cisillante importante, et que leur propagation peut nous renseigner sur la vitesse des ondes S.

B. Le bruit sismique ambiant

Contrairement aux ondes de volume et de surface, le bruit sismique ambiant désigne un signal qui n'est pas issu d'une source ponctuelle et locale, comme un séisme. Ce bruit est enregistré de façon continue sur toute la surface de la Terre (encart du bas, Fig.1.1). Depuis *Campillo et Paul (2003)* et *Shapiro et Campillo (2004)*, la corrélation entre les signaux de bruit sismiques enregistrés par deux stations sismiques, permet d'obtenir un signal équivalent au signal enregistré à l'une des stations, si un signal impulsionnel est généré à la position de l'autre station. Le principe est de reconstruire directement la fonction de Green entre 2 récepteurs (sismographes), fonction qui décrit initialement la propagation des ondes élastiques entre une source et un récepteur. La qualité de la corrélation augmente avec la durée du signal corrélé (*Boué et Paul, 2020*). Cette méthode possède l'avantage de s'affranchir des problèmes de distribution des séismes dans le temps ou l'espace. Elle dépend seulement du réseau de stations sismologiques utilisé. Cette approche tire principalement profit des ondes de surface, du fait de leur grande représentation dans le champ de bruit naturel. Sa résolution est directement limitée par la sensibilité de ces ondes, qui décroît avec la profondeur.

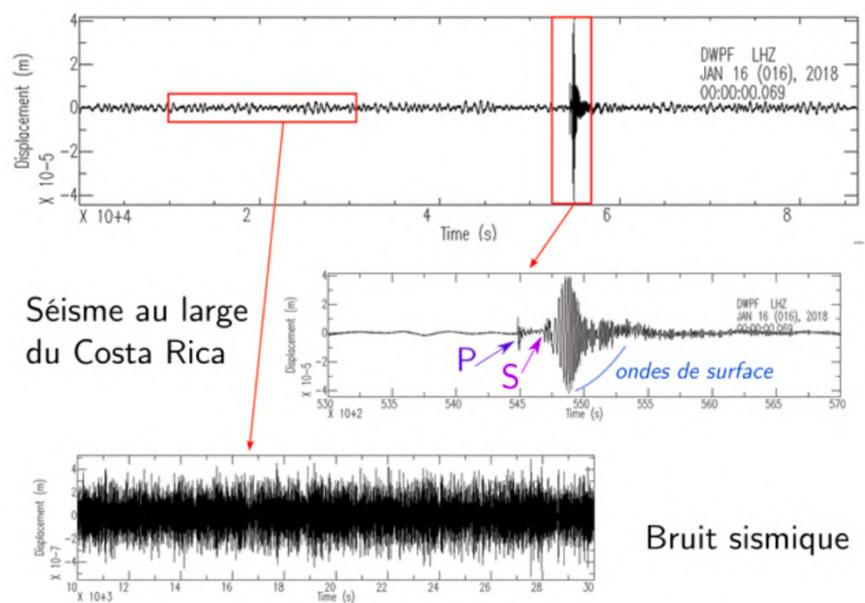


Figure 1.1 : Composante verticale d'un sismogramme enregistré à la station DWPF en Floride. L'encart du milieu est centré sur l'arrivée d'un séisme de magnitude 6 ayant eu lieu au large du Costa Rica. L'encart du bas représente le signal enregistré sur la majorité du sismogramme et

qui correspond au bruit sismique. Figure issue de *Adler (2020)* et modifiée de Lucia Gualtieri dans *Parkins (2019)*.

Une variété de données sismiques est donc disponible pour imager l'intérieur de la Terre, impliquant une variété de méthodes géophysiques. Dans les Alpes, on dispose notamment, le long du profil CIFALPS : (i) d'une image en fonctions-récepteur (*Zhao et al., 2015*, Fig. 1.11), (ii) d'une image en tomographie des ondes P (*Solarino et al., 2018*, Fig.1.12) et d'un bloc 3D en tomographie des ondes S à partir du bruit ambiant (*Nouibat et al., 2022*, Fig.1.13). Puisque cette thèse s'articule autour de ces modèles, regardons comment sont construites ces images et, à travers des exemples en dehors de la chaîne alpine, quelles transformations des roches peuvent être décelées à partir des changements de propriétés observés, avant de se focaliser sur le cas alpin.

II. Différents outils pour imager les zones de convergence

A. La tomographie

La tomographie utilise couramment les données de séismes lointains (télé-séismes) en exploitant les ondes de volume (par exemple, dans les Alpes, le modèle en tomographie des ondes P du profil CIFALPS, Fig.1.12, *Solarino et al., 2018*), mais peut également exploiter le bruit ambiant à partir de la fonction de Green (*Campillo et Paul (2003)* et *Shapiro et Campillo (2004)*), comme expliqué en partie I.B (par exemple, dans les Alpes, le modèle en tomographie des ondes S, Fig.1.13, *Nouibat et al., 2022*).

La méthode de tomographie constitue un problème inverse : à partir des temps de parcours, on cherche la structure de vitesse qui explique au mieux les données sismiques. Le modèle initial est donc constitué d'informations présumées telles que les vitesses sismiques, les épaisseurs de couche ou les densités. Il permet de convertir les temps de trajets des ondes, données enregistrées sur les sismogrammes, en position le long des rais sismiques. Une certaine connaissance préliminaire de la région est donc nécessaire pour construire un modèle initial. Lorsque les données ne correspondent pas au modèle présumé, on parle d'anomalie de temps d'arrivée. En recoupant les anomalies pour plusieurs sources et plusieurs stations, on peut améliorer l'inversion et s'approcher d'un modèle plus réaliste. Si une couche ou une zone est plus rapide que ce que le modèle initial prévoit (zone bleue, Fig. 1.2), on parle d'anomalie de vitesse rapide. Dans ce cas, le temps de trajet observé, pour une rai sismique qui passe par cette

zone, est inférieur à celui prédit par le modèle *a priori* ($\Delta t(E) < 0$, Fig.1.2). Le même raisonnement peut être appliqué à une zone de vitesse lente (symbolisée en rouge, Fig. 1.2).

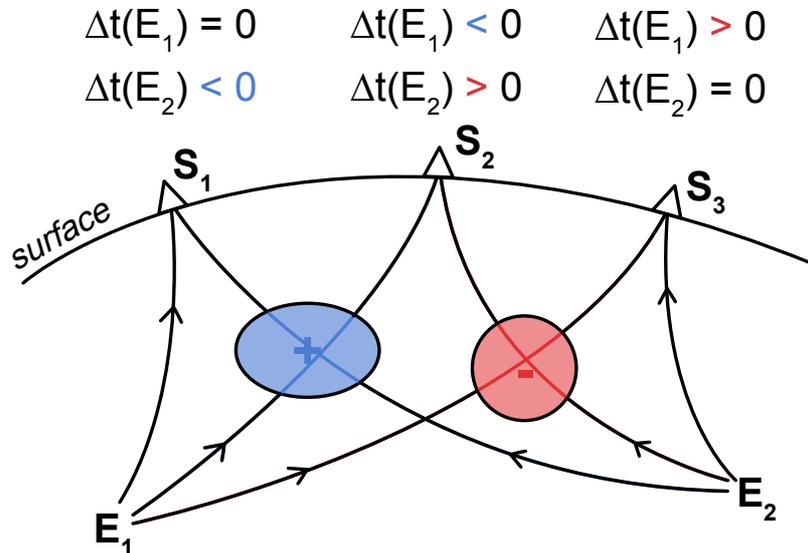


Figure 1.2 : Principe simplifié de la tomographie. S1, S2 et S3 les stations sismiques à la surface de la Terre enregistrant l'arrivée des ondes sismiques provenant des événements E1 et E2. Par convention, la zone de vitesse bleue est une zone de propagation rapide, la rouge, de propagation.

A partir d'un modèle de vitesse (ondes P, ondes S ou équivalent d'ondes S à partir du bruit ambiant), la technique de tomographie met donc en évidence des changements de vitesses. Sa résolution dépend de la densité du réseau de sismographes et de la fréquence des ondes utilisées. A l'échelle mantellique, cette technique apporte une image des panneaux lithosphériques plongeant dans plusieurs zones de subduction (zones de vitesses de propagation rapide, en bleu, Fig. 1.3).

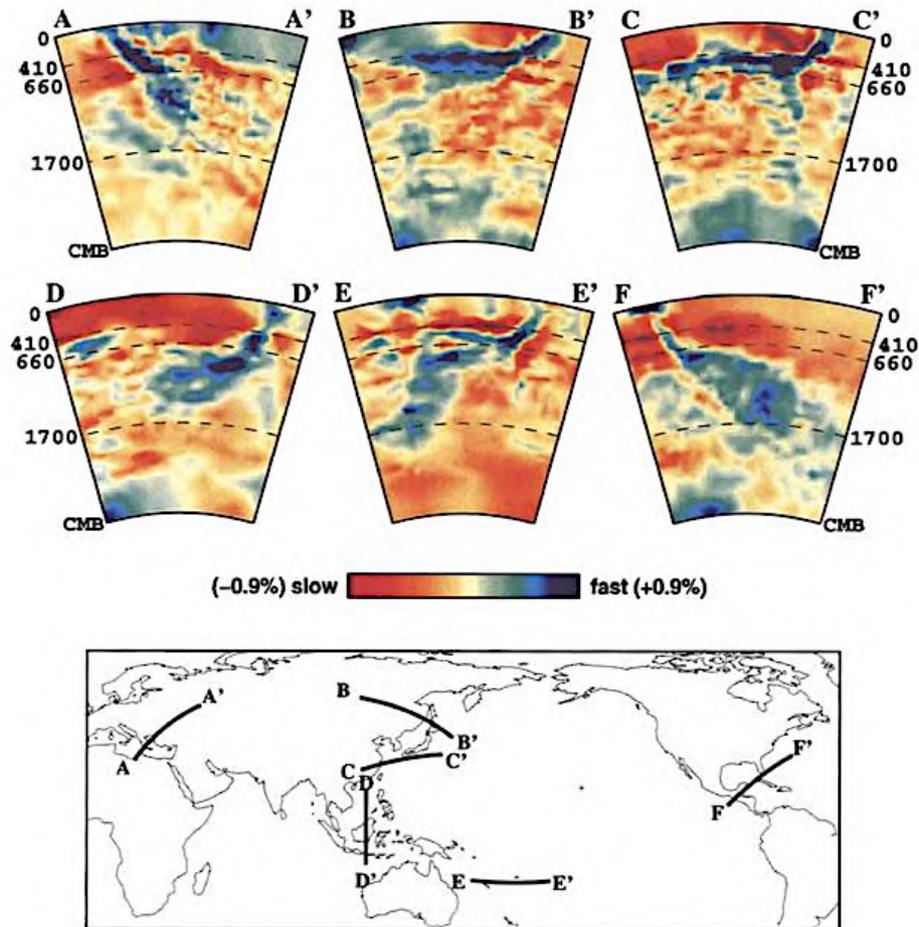


Figure 1.3 : Transects tomographiques à travers plusieurs zones de subduction. Coupe AA' : zone de subduction de la mer Egée. Coupe BB' : zone de subduction des îles Kouriles. Coupe CC' : zone de subduction d'Izu Bonin. Coupe DD' : zone de subduction de Java. Coupe EE' : zone de subduction de Tonga. Coupe FF' : zone de subduction Amérique Centrale. Issue de *Rubie et Van der Hilst (2001)*.

B. Les fonctions-récepteur

Moins sensible aux changements continus de vitesse absolue au sein des couches, telle que l'est la tomographie, la méthode des fonctions-récepteur est sensible aux contrastes de vitesse.

La forme d'onde couramment exploitée est l'onde P convertie en onde S (Ps), lorsqu'une discontinuité est rencontrée (trajet et pulse rose, Fig. 1.4). Celle-ci est enregistrée après l'onde P directe (trajet et pulse marron, Fig. 1.4) puisque la vitesse des ondes S est toujours inférieure à celle des ondes P. La donnée en fonctions-récepteur est donc constituée en une succession de

conversion Ps en fonction du temps, correspondant aux discontinuités croisées par l'onde sur son trajet (Fig. 1.4).

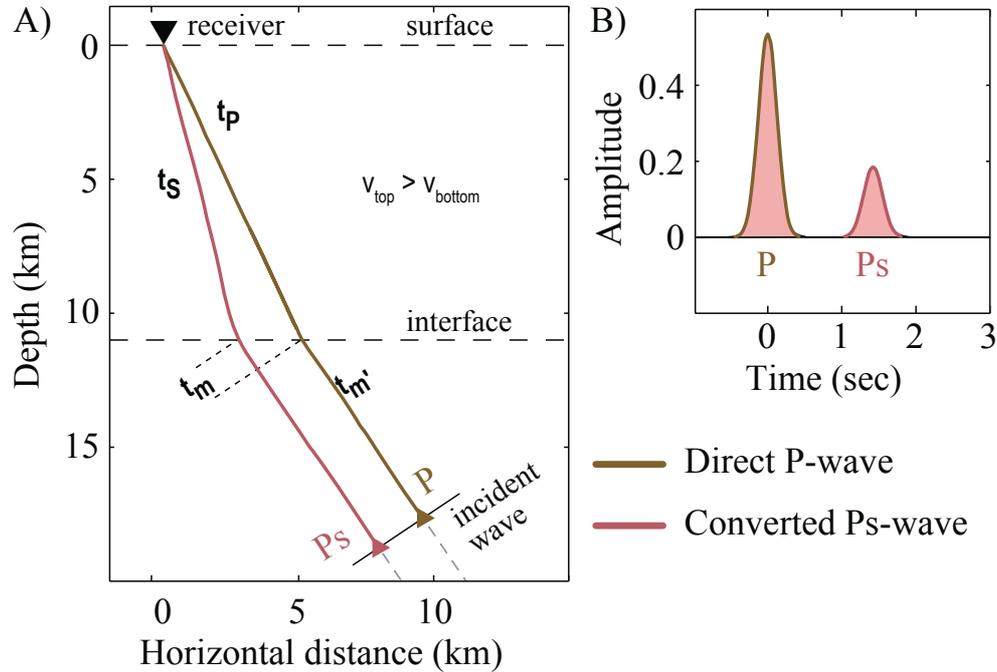


Figure 1.4 : Principe des fonctions-récepteur. A) Chemin des différentes phases depuis une onde incidente. Les temps de propagation t_p , t_s , t_m et t_m' aident à calculer les temps d'arrivée des différentes phases. B) Fonctions-récepteur synthétique résultant montrant l'onde directe P et la phase convertie Ps, dans le cas d'un contraste d'impédance positif (augmentation avec la profondeur) à une interface sous la station. Modifiée de Hétényi (2007).

On désigne par « *back-azimuth* », l'angle avec le Nord d'où provient l'onde sismique incidente, selon une vision depuis la station, c'est-à-dire depuis le point d'arrivée. On comprend ainsi l'utilisation du terme « back », qui introduit la notion du chemin dans le sens inverse à la propagation de l'onde. Cet azimuth est le même (à $\pm 180^\circ$) que lorsqu'on raisonne de la source sismique vers la station et correspond à ce qu'on appelle aussi la direction de propagation ou l'angle d'incidence pour une onde directe. Seulement, la méthode des fonctions-récepteur, comme son nom l'indique, utilise la station comme repère, justifiant l'emploi du terme *back-azimuth*. Dans ce manuscrit, back-azimuth, azimuth et direction de propagation sont utilisés comme des synonymes.

L'écart de temps d'arrivée des phases est fonction de l'angle d'incidence de l'onde P, du contraste de vitesse générant la conversion Ps et de la profondeur de la discontinuité. Les amplitudes relatives des conversions dépendent de la localisation du contraste de vitesse (proche ou loin du récepteur, diffus ou tranché) et de la valeur relative du contraste. Le signe de la conversion indique comment varie la vitesse à travers la discontinuité. Une conversion positive, par exemple le Moho (discontinuité de Mohorovičić marquant la limite entre croûte et manteau supérieur), signifie que la vitesse augmente avec la profondeur (par convention, représentée en rouge dans les modèles, Fig. 1.5). A l'inverse, une conversion négative indique une diminution de la vitesse avec la profondeur. Par exemple, en zone de convergence, le manteau de la plaque supérieure, superposé au panneau crustal de la plaque inférieure implique généralement une conversion négative, que les géophysiciens nomment « Moho inverse ».

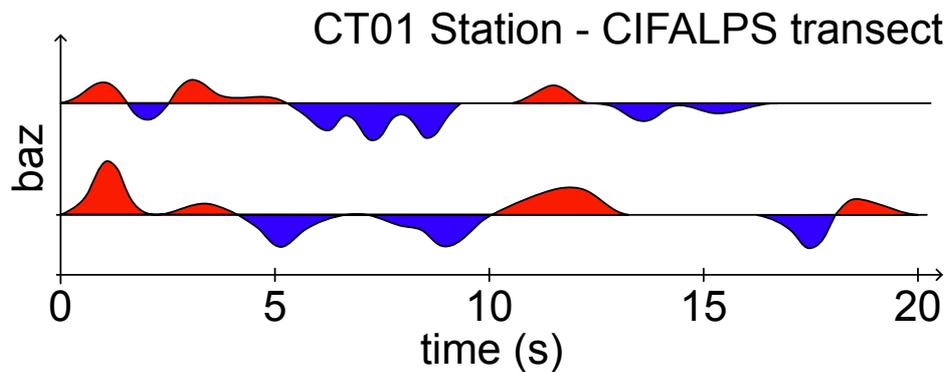


Figure 1.5 : Données de fonctions-récepteur de la station CT01 (transect CIFALPS) pour deux azimuts différents. En rouge est représentée une conversion positive, en bleu, une conversion négative. Les données sont différentes selon l'azimut et la distance épacentrale de l'événement sismique. La moyenne des fonctions-récepteur de tous les événements sismiques simplifie le signal pour aider à l'interprétation mais implique une perte d'informations.

Par simplification, la figure 1.4 représente une propagation en 2D. En réalité, les ondes élastiques se propagent dans toutes les directions, le sismographe enregistre donc un signal en fonction du temps dans les directions cardinales $N(t)$; $E(t)$ et la verticale $Z(t)$. En connaissant l'azimut de l'évènement, on peut en déduire les sismogrammes selon les directions verticale $Z(t)$, radiale $R(t)$ et transverse $T(t)$, comme le montre la figure 1.6. Ce signal ne correspond pas seulement au mouvement de la Terre en réponse à l'onde impulsionnelle au moment d'un séisme (partie du signal qui nous intéresse, notons-le $T(t)$). Il est également composé de la

fonction temporelle de la source de l'onde incidente $S(t)$ et de la réponse impulsionnelle de l'instrument $I(t)$. Une façon d'extraire du signal complet le mouvement de la structure terrestre $T(t)$ est de : (i) supposer que la composante verticale $Z(t)$ n'est que la convolution de $S(t)$ et de la réponse à l'instrument $I(t)$ dont on veut s'affranchir ; (ii) déconvoluer (dans le domaine fréquentiel ou temporel) les mouvements de la Terre dans la direction radiale $T_R(t,f)$ et transverse $T_T(t,f)$, du mouvement de la Terre dans la direction verticale $T_Z(t,f)$. Les conditions de cette opération et ses limites sont détaillées en chapitre 3. Il est important de noter néanmoins que de cette opération résulte des rapports de réponse de la Terre en fonction des directions (radiale et transverse sur la direction verticale) et non pas les réponses absolues. Au chapitre 3, nous expliquons une façon d'éviter cette approximation.

In fine, on peut soit moyenner les différentes fonctions-récepteur (FR) de plusieurs séismes à une station : on parle de FR « *stackée* » qui en fait mélange des FR de rais sismiques ayant atteint la station par des chemins différents (Fig. 1.7A). Cela n'est réellement intéressant que pour des structures en vitesse litées et planaires (imager le Moho sous un craton par exemple). Une méthode plus complexe consiste à croiser les informations venant des mêmes séismes enregistrés par un réseau de sismogrammes (Fig. 1.7B), et de considérer que des rais qui se croisent ont généré leur conversion à un point commun (*Common Conversion Point* ou CCP, *Tessmer et Behle, 1988*), comme en tomographie sismique. Cette méthode sera développée au chapitre 3.

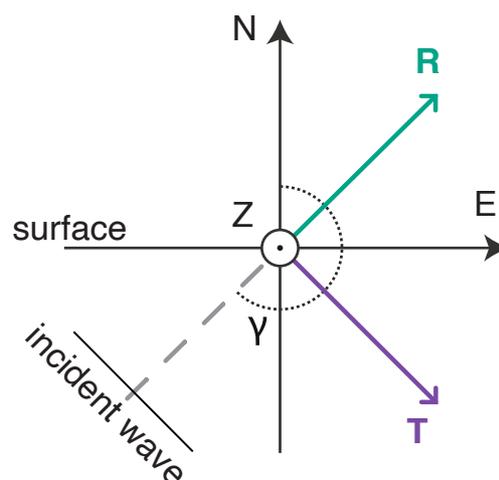


Figure 1.6 : Partitionnement d'une onde télé-sismique. Angle incidence depuis le SO. Les axes N, E et Z représentent respectivement le Nord, l'Est et la direction verticale. Gamma indique

l'azimute de l'onde incidente. R et T désignent respectivement les composantes radiale et transverse. Modifié de *Rondenay, 2009*.

Puisque le sismogramme ne fournit que les temps d'arrivée et l'amplitude des conversions, pour obtenir un modèle en fonction de la profondeur, il est nécessaire de procéder à une inversion. Une fois regroupées, les données de fonctions-récepteur peuvent être utilisées dans l'inversion. Cette inversion n'est pas simple puisque l'amplitude et les temps d'arrivée des phases dépendent de manière non linéaire de la profondeur des interfaces et de la structure de vitesse. Pour cela, des méthodes de linéarisation, d'inversion stochastique (modèles probabilistes tirant parti des propriétés des mailles voisines les plus proches) ou des inversions conjointes avec d'autres types de données peuvent être entreprises. Pour plus de détails sur ces méthodes, se référer respectivement à *Ammon et al. (1990)* ; *Sambridge (1999)* ; *Julià et al. (2005)*.

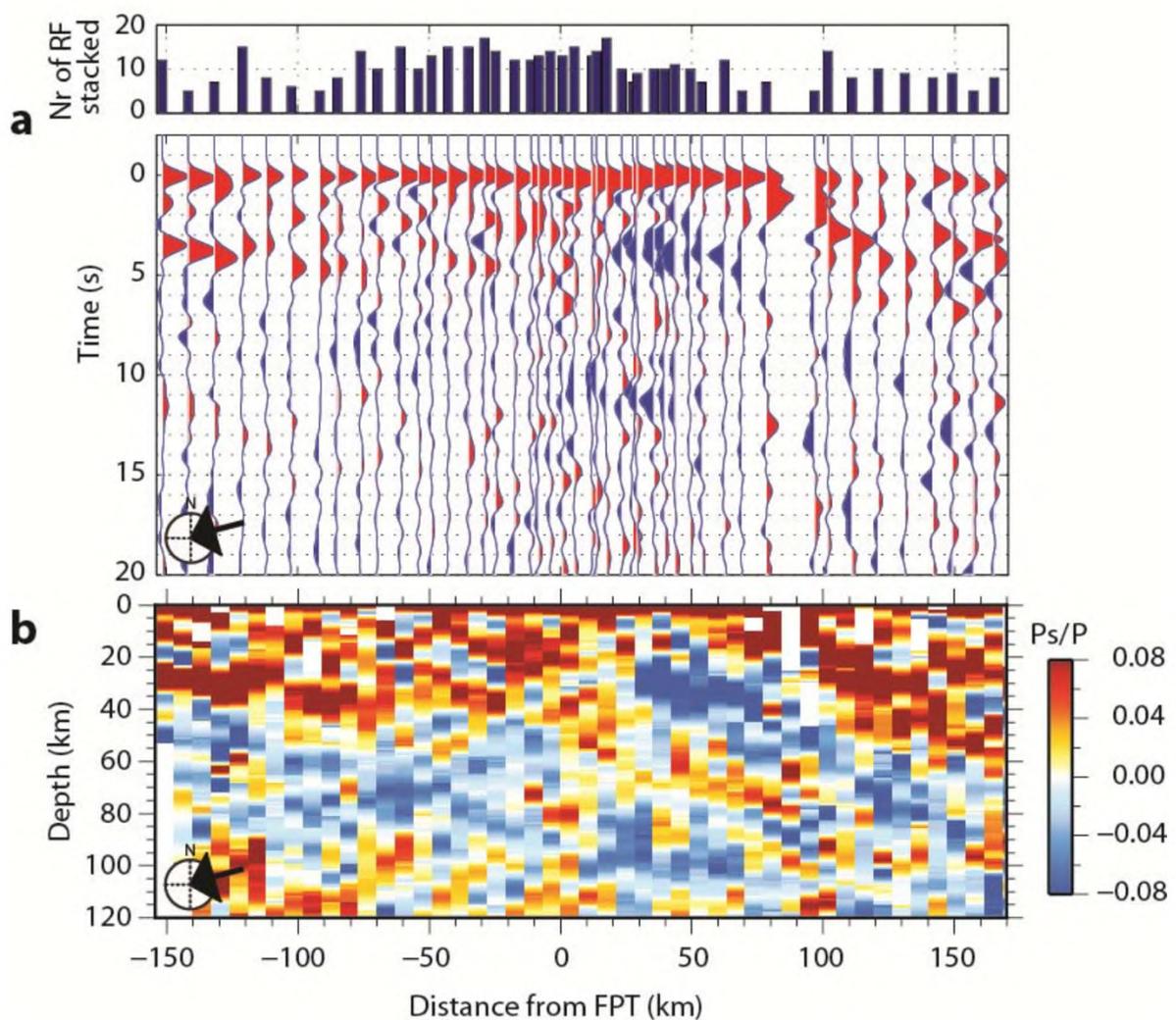


Figure 1.7 : Exemple d’empilements bruts de données de fonctions-récepteur. (a) Pour chaque station, plusieurs traces de fonctions-récepteur (nombre indiqué par l’histogramme) en fonction du temps et dans la direction radiale sont regroupées (« stackées »). Ces traces sont positionnées à l’emplacement de la station le long du profil. (b) Profil migré en profondeur (nécessite un modèle de vitesse) à partir de la méthode des CCP et sans lissage horizontal. Seulement les fonctions-récepteur dont l’azimuts est ENE (28°-118°, indiqués par la flèche) ont été regroupées. Issue de Zhao et al., 2015.

Retenons donc que (i) parmi les méthodes géophysiques, celle des fonctions-récepteur est la plus adaptée pour localiser les contrastes de vitesses au sein de la lithosphère puisqu’elle est basée sur la conversion des ondes P en S, tandis que celle de tomographie permet d’évaluer les valeurs des vitesses au sein des couches ; (ii) les images résultantes restent des modèles cherchant à satisfaire des temps de trajet (la donnée) ; (iii) en fonctions-récepteur une conversion positive (symbolisée en rouge) indique une augmentation de la vitesse avec la profondeur, tandis qu’une conversion négative (bleue) désigne une diminution de la vitesse avec la profondeur.

Les vitesses des ondes mentionnées jusqu’ici sont des grandeurs scalaires, mais en réalité la propagation des ondes ne se fait pas à la même vitesse dans toutes les directions dans la plupart des matériaux. On parle d’anisotropie de vitesse.

III. L’anisotropie sismique et ses sources

Par définition l’anisotropie désigne le fait que les propriétés d’un milieu ne sont pas les mêmes dans toutes les directions de l’espace, à la différence d’un milieu isotrope. Lorsque les ondes de compression, ondes P, traversent un milieu anisotrope, leur vitesse est modifiée dans la direction de propagation. Cette anisotropie est une grandeur scalaire définie par *Birch (1961)* à partir de leur vitesse maximum et minimum :

$$AV_p = \frac{V_{p_{max}} - V_{p_{min}}}{(V_{p_{max}} + V_{p_{min}})/2}$$

Les ondes de cisaillement, ondes S, elles, se divisent en deux ondes polarisées SV et SH, de vitesses de propagation différentes. Leur anisotropie est elle-même définie dans chaque direction de polarisation comme :

$$AV_s = \frac{V_{s_1} - V_{s_2}}{(V_{s_1} + V_{s_2})/2}$$

Et leur retard de déphasage, noté δt , est défini à partir de la longueur L du trajet de l'onde dans un milieu anisotrope, par (Mainprice et Silver, 1993) :

$$\delta t = \frac{L * (V_{S1} - V_{S2})}{((V_{S1} + V_{S2})/2)^2}$$

Quels processus sont responsables de ces variations de vitesses et donc de propriétés ? Comment le transfert d'anisotropie de l'échelle cristalline à l'échelle sismique s'opère-t-il ?

Lorsqu'un agrégat cristallin est soumis à une déformation ductile celui-ci tend à acquérir une fabrique cristallographique appelée Orientation préférentielle de réseau (OPR) ou *Crystallographic-Preferred Orientation* (CPO). Ce processus se développe généralement par déformation cristallo-plastique, mobilisant des mécanismes de fluage dislocation (*dislocation creep*, Fig. 1.8, e.g. Wenk et Christie, 1991). Un cristal possède généralement un système de glissement dominant et des systèmes secondaires qui peuvent varier en fonction des conditions de la déformation (T, σ). Par exemple pour l'olivine, minéral le plus représentatif du manteau, les systèmes de glissement sont : (010) [100] et (001) [100] pour les déformations aux températures de l'asthénosphère ($T \geq 1200^\circ\text{C}$) ; (010) [100] pour les déformations aux températures lithosphériques (environ 1000°C) et (001) [100] aux plus basses températures de la lithosphère encore affecté par une déformation plastique.

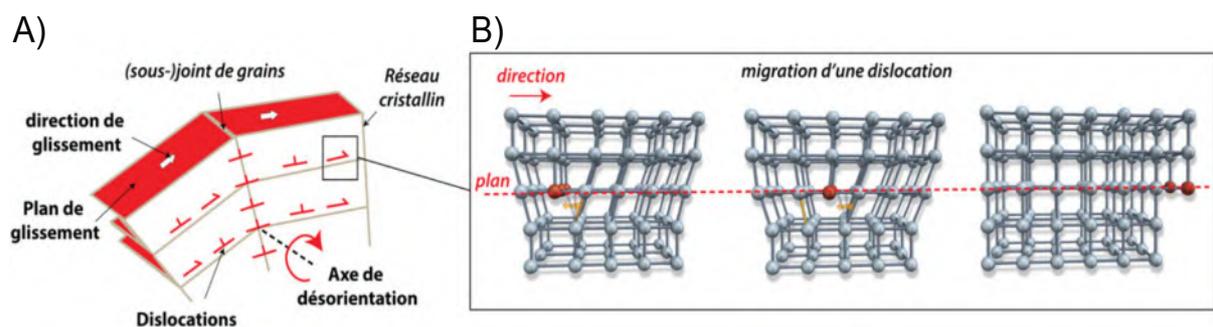


Figure 1.8 : Mécanismes de déformation ductile à l'origine du développement de CPO. A) Déformation d'un cristal par fluage dislocation (*dislocation creep*). Lorsqu'un agrégat monocristallin se déforme par fluage-dislocation, une orientation préférentielle est développée, qui est fonction du système de glissement qui domine. B) Exemple de fluage dislocation par migration d'une dislocation. La moitié supérieure de la maille cristalline est déplacée d'une

unité vers la droite à la suite du passage d'une seule dislocation de gauche à droite. Issue de Prigent, (2017).

Lors de la déformation ductile, une fabrique de forme (*Shape Preferred Orientation*, SPO) se développe également. Plusieurs distinctions sont faites : (i) une fabrique linéaire, caractérisée par des minéraux allongés ou organisés en zone (L-tectonites, Fig. 1.9) ; (ii) une fabrique planaire, caractérisée par des minéraux plats ou une répartition en plans (S-tectonites, Fig. 1.9) ; (iii) une fabrique aléatoire, les éléments ne montrent aucune orientation particulière. La distinction entre fabrique et foliation est abordée plus bas (partie III.b) au sujet de l'anisotropie effective. SPO et CPO présentent généralement une légère obliquité qui indique le sens du cisaillement (équivalent des structures C/S à l'échelle macroscopique).

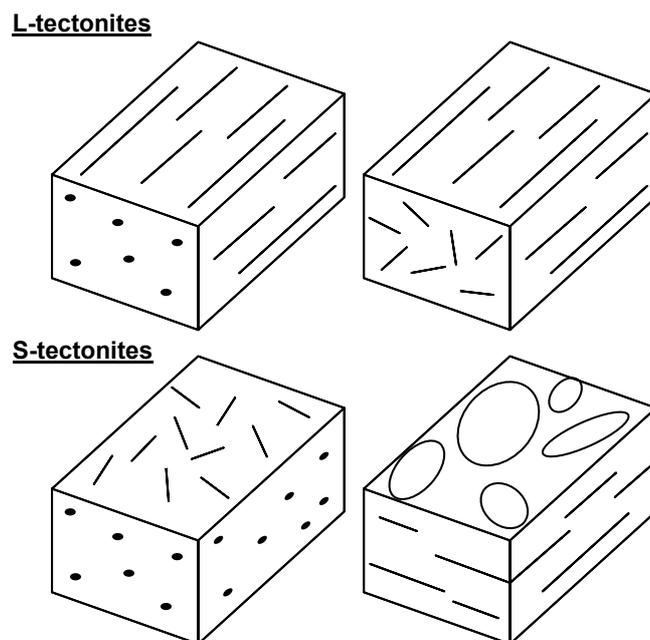


Figure 1.9 : Représentation des fabriques linéaire (L-tectonites) et planaire (S-tectonites) d'une roche et forme de CPO associées, représentées en figure de pôle.

Par ce processus, on comprend comment l'anisotropie cristalline est transmise à l'échelle de la roche, à l'échelle macroscopique donc. A l'échelle sismique, c'est-à-dire pluri-kilométrique, l'anisotropie résulte non seulement de cette anisotropie intrinsèque, mais également de propriétés à plus grandes échelles, dont la convolution produit l'anisotropie

effective. Cette anisotropie effective dépend d'hétérogénéités à des échelles inférieures à la longueur d'onde des ondes sismiques, tels que le litage (ou la juxtaposition de couches aux propriétés différentes) ou les réseaux de fractures.

A. Anisotropie intrinsèque

L'anisotropie sismique dans les modèles tomographiques est souvent interprétée comme de l'anisotropie intrinsèque, c'est-à-dire comme le résultat de la texture minérale (e.g. *Shapiro et al., 2004 ; Schulte-Pelkum et al., 2005 ; Nábělek et al., 2009 ; Schulte-Pelkum et Mahan, 2014*). Cette interprétation s'appuie sur la théorie de l'élasticité, qui permet de déduire des propriétés élastiques des minéraux les vitesses sismiques des agrégats. L'anisotropie « intrinsèque » d'une roche fait intervenir différents facteurs tels : la composition modale (nombre et pourcentage de phases), l'anisotropie intrinsèque des monocristaux, l'intensité et l'orientation de la fabrique cristallographique (CPO) des phases présentes.

1. Théorie de l'élasticité et constantes élastiques monocristallines

La déformation élastique (soit réversible) d'un milieu est définie par la loi de Hooke (3) qui relie le tenseur des contraintes σ , au tenseur de déformation ε , via le tenseur de raideur C . Ce tenseur élastique décrit le comportement élastique d'un milieu.

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} * \varepsilon_{kl} \quad (3)$$

Comme on peut le voir, le tenseur C est d'ordre 4, il est donc composé de 81 constantes ! Heureusement, la symétrie des tenseurs de déformation et de contraintes (équation 4), permet de réduire son nombre de constantes indépendantes à 21.

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{klij} \quad (4)$$

Le tenseur C_{ijkl} peut donc s'écrire comme une matrice 6x6 symétrique, que l'on peut noter C_{ij} .

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{14} & C_{24} & C_{34} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{15} & C_{25} & C_{35} & C_{45} & C_{55} & C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{36} & C_{46} & C_{56} & C_{66} \end{pmatrix}$$

Dans le cas d'un milieu isotrope, la loi de Hooke peut également s'écrire en fonction des constantes de Lamé λ et μ (que l'on retrouve dans les expressions des vitesses des ondes P

et S, équations 1 et 2), de la déformation volumique ε_{xx} et du delta de Kronecker $\delta_{ij} = 1$ ou 0 , selon le milieu :

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \varepsilon_{xx} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (5)$$

A partir de l'expression générale de la loi de Hooke (équation 3), on peut donc écrire la relation suivante :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (6)$$

Les constantes de Lamé λ et μ pour un matériau isotrope sont ainsi reliées aux constantes élastiques anisotropes par les expressions suivantes :

$$C_{11} = C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu$$

$$C_{12} = C_{23} = C_{13} = \lambda$$

$$C_{44} = C_{55} = C_{66} = \mu$$

Pour un milieu isotrope, le nombre de constantes indépendantes pour caractériser le comportement élastique du milieu, se réduit donc à seulement 2 : λ et μ . Le tenseur élastique C_{ij} d'un milieu isotrope peut s'écrire alors :

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}$$

Pour les cristaux, le nombre de constantes indépendantes décroît avec leur symétrie. Les minéraux les plus symétriques (cubiques, comme par exemple le grenat) sont décrits à partir de 3 constantes élastiques, alors que les plagioclases (tricliniques) ont bien 21 paramètres non-nuls indépendants (*Brown, Angel & Ross, 2016*). Les représentations matricielles des propriétés élastiques des minéraux sont détaillées par exemple dans *Almqvist et Mainprice (2017)*, qui reprend l'ouvrage de *Nye (1975)*.

Comme le montre la théorie de l'élasticité, les constantes élastiques monocristallines constituent donc la base de la modélisation prédictive des propriétés sismiques. Les constantes à P et T réelles peuvent théoriquement se déduire de leurs valeurs aux conditions standards C_{ij0} d'après la relation :

$$C_{ij}(P, T) = C_{ij0} + \frac{\partial C_{ij}}{\partial P} * \Delta P + \frac{\partial C_{ij}}{\partial T} * \Delta T + 1/2 * \frac{\partial^2 C_{ij}}{\partial P^2} * \Delta P^2$$

Avec $\frac{\partial c_{ij}}{\partial P}$ et $\frac{\partial c_{ij}}{\partial T}$ les dérivées premières des constantes élastiques en fonction de la pression et de la température et $\frac{\partial^2 c_{ij}}{\partial P^2}$ la dérivée seconde en fonction de la pression, ΔP et ΔT représentant la différence entre la pression et la température in situ et les conditions standards.

Historiquement, la plupart des mesures de constantes élastiques ont été effectuées en conditions ambiantes. La détermination de leurs dérivées nécessite des mesures à P et T variables, ce qui n'a été que rarement fait, ou l'utilisation d'équations d'état anisotropes extrêmement sophistiquées, ce qui relève du développement en cours (Myhill, GJI, 2022). La base de données aux hautes pression et température est donc bien moins riche et on ne connaît les dérivées de ces C_{ij} que pour quelques minéraux. Almqvist et Mainprice (2017) recense les études dans lesquelles les constantes élastiques complètes des minéraux de la croûte continentale ont été déterminées, à quelles conditions et selon quelle méthode.

Comment à partir de ces constantes obtenons-nous les propriétés sismiques (vitesse et anisotropie) des roches ?

2. Modélisation prédictive des propriétés sismiques

Les vitesses sismiques calculées pour un agrégat à partir de mesures de CPO reposent sur des calculs de constantes élastiques moyennes pour chaque phase minérale. Pour cela, plusieurs moyennes peuvent être employées. Celles-ci utilisent les proportions des phases minéralogiques, leurs orientations et les constantes élastiques appropriés. Seulement, ces moyennes considèrent différemment la relation entre la contrainte et la déformation. La limite de Voigt (Voigt, 1928) considère la déformation comme uniforme dans un matériau, tandis que la contrainte varie. C'est la limite élastique supérieure. Elle se calcule selon l'équation (8), où V_i est le volume de la phase i et $C(g_i)$ correspond au tenseur élastique (C_{ij}) de la phase i pour des orientations g_i :

$$C^V = \left[\sum_i V_i * C(g_i) \right] \quad (8)$$

A l'inverse, la limite de Reuss (Reuss, 1929) correspond à la limite inférieure théorique, où la déformation peut varier dans le matériau et la contrainte est uniforme. Celle-ci se calcule selon l'équation (9), où $S(g_i)$ correspond aux inverses des C_{ij} :

$$C^R = \left[\sum_i V_i * S(g_i) \right]^{-1} \quad (9)$$

Dans la réalité, la contrainte et la déformation varient toutes deux dans la roche. C'est pourquoi des moyennes de moyennes (moyenne de Voigt-Reuss-Hill, appelée moyenne de Hill) est utilisée. Elle offre de bons résultats dans la prédiction des propriétés élastiques d'un agrégat (Lloyd et al., 2011). Dans cette thèse, le choix a été fait de calculer les vitesses sismiques à partir de la moyenne de Hill pour le chapitre 1. Les moyennes de Reuss et de Voigt ont aussi été utilisées en relation avec les anisotropies de vitesse mesurées au chapitre 2.

A partir des constantes élastiques moyennes des phases minéralogiques constituant l'agrégat, les vitesses sismiques peuvent être calculées à partir de l'équation de Christoffel :

$$C_{ij} * s_j = \rho * V^2 * p_i \quad (10)$$

Où V est la vitesse de phase, ρ la densité, p_i le vecteur de polarisation et s_j le vecteur dans la direction de propagation lente de l'onde, de magnitude $1/V$.

Les vitesses de propagation des ondes dans un agrégat sont calculées en appliquant l'équation de Christoffel (10) à la moyenne des tenseurs de raideur élastique C_{ij} :

$$C_{ij} = \sum_1^S f_s * \sum_1^{N_s} C_{ij} / N_s \quad (11)$$

Avec S le nombre de phases minérales présentes dans l'agrégat, N_s le nombre de cristaux de la phase S , f_s la fraction volumique de la phase S et C_{ij} le tenseur de rigidité élastique de $N^{ième}$ grain de la phase S .

Selon la théorie de l'élasticité, il est donc possible de retrouver l'ellipsoïde de vitesse d'un agrégat à partir de mesures de l'orientation préférentielle des minéraux qui le constituent. Dans la croûte et le manteau, quels sont les minéraux intrinsèquement anisotropes et donc susceptibles de développer une anisotropie de vitesse ?

3. Les minéraux intrinsèquement anisotropes

Dans le manteau, l'anisotropie est généralement attribuée aux minéraux d'olivine, intrinsèquement très anisotropes (Kumazawa et Anderson, 1969) et très abondants, bien que les pyroxènes soient porteurs d'anisotropie également (Mainprice et al., 2000). L'interprétation des anisotropies de vitesse sismique dans le manteau en termes de direction de flux asthénosphérique par exemple (e.g. Jolivet et al., 2018), repose sur l'hypothèse que les CPO de l'olivine sont gouvernées par leur déformation, ce qui n'est vrai que dans le domaine du

fluage-dislocation. Les conditions de cette interprétation ne seront pas abordées dans ce manuscrit puisque nous nous intéressons à la croûte inférieure.

Dans la croûte continentale moyenne et inférieure, les minéraux intrinsèquement anisotropes sont les micas (en particulier biotite et muscovite dont $AVp_{max} \sim 57\%$, Fig. 1.10B, e.g. *Weiss et al., 1999 ; Lloyd et al., 2009 ; Erdman et al., 2013*) et les amphiboles ($AVp_{max} \sim 34\%$, Fig. 1.10A, e.g. *Barberini et al., 2007 ; Tatham et al., 2008 ; Ji et al., 2013*), capables de développer une forte anisotropie sismique à l'échelle de l'agrégat, s'ils sont eux-mêmes organisés selon une fabrique anisotrope. Concernant les micas, les constantes élastiques sont connues (*Aleksandrov et Ryzhova, 1961 ; Vaughan et Guggenheim, 1986 ; Chheda et al., 2014*), tandis que celles des amphiboles variables en composition chimique sont très mal décrites (*Almqvist et Mainprice, 2017*). Seule une étude récente (*Brown and Abramson, 2016*) apporte des données sur des cristaux dont la composition varie (Ca-Na). Les feldspaths jouent également un rôle significatif en raison de leur abondance (les feldspaths représentent 50% du volume de la croûte, e.g. *Ronov and Yaroshev, 1967 ; Nesbitt and Young, 1984*) et de leur anisotropie intrinsèque forte ($AVp_{max} \sim 48$ à 64% , Fig.1.10C et D, *Lloyd et al., 2009*). Seulement, nous ne disposons pas de mesures des dérivées en pression ou en température des tenseurs de rigidité des feldspaths. De plus, la facilité du feldspath à développer de fortes CPO reste une question qui reste débattue.

A l'échelle macroscopique, le développement d'une foliation (structures planaires et pénétratives de la roche, terme défini plus bas) peut également s'ajouter à l'anisotropie intrinsèque des minéraux. Pour certaines roches (par exemple les gneiss), les micas peuvent être contenus dans le plan de foliation, renforçant la difficulté de séparer les sources d'anisotropie.

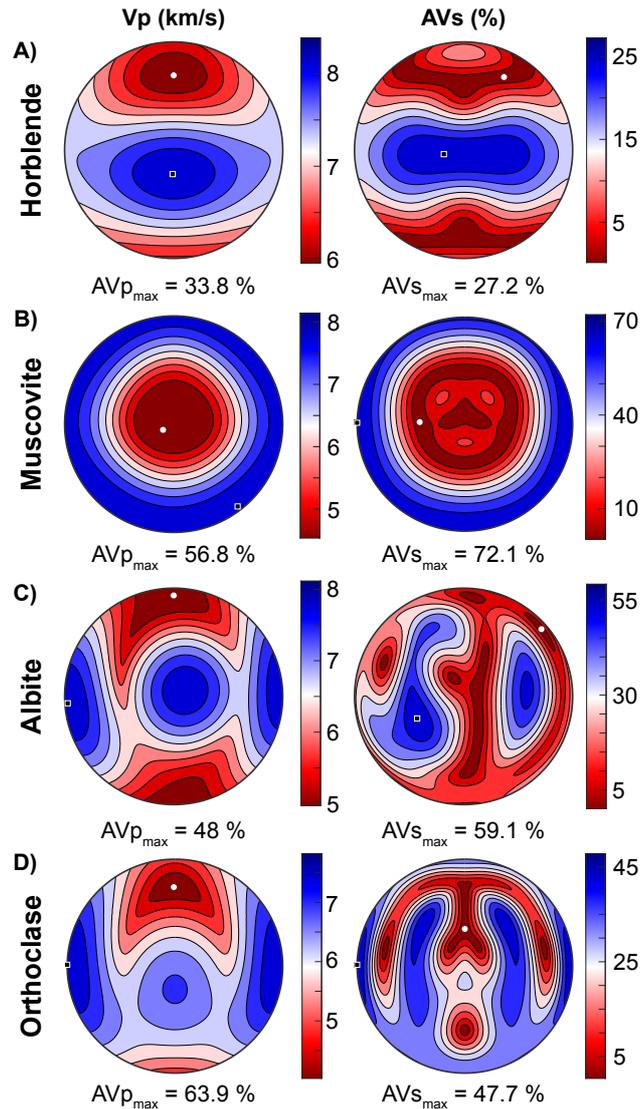


Figure 1.10 : Propriétés sismiques des minéraux jouant un rôle sur l’anisotropie de la croûte. Soit par leur anisotropie intrinsèque (mica et amphibole, A et B) soit par leur abondance (feldspath, C et D). Présentée sous forme de figure de pôle à aire égale, hémisphère inférieur, dans les conditions ambiantes. Figure produite à l’aide du logiciel Matlab®, en utilisant la suite MTeX (Bachmann et al., 2010) à partir des C_{ij} de Aleksandrov et Ryzhova (1961) pour l’albite ; Aleksandrov et al. (1974) pour l’orthoclase et la hornblende ; Vaughan et Guggenheim (1986) pour la muscovite, aux conditions standards.

Dans les données sismiques actuelles, évaluer la part de l’anisotropie intrinsèque dans l’anisotropie effective ne semble pas facile, voir même pas possible (Fichtner et al., 2013 ; Wang et al., 2013). Pourtant, une part de l’anisotropie sismique provient d’hétérogénéités

d'échelles inférieures à la longueur d'onde des ondes sismiques et moyennées différemment selon la direction de propagation des ondes. Il semble donc nécessaire d'interposer au moins une étape de mesure des anisotropies effectives à une échelle supérieure à celle de la lame mince avant d'interpréter des images d'échelle crustale.

B. Anisotropie effective : nécessité de mesures directes

La difficulté de caractériser l'anisotropie effective provient de la variété de ses facteurs sources, que l'on peut regrouper sous le nom de fabrique. Dans ce manuscrit, la fabrique inclut les CPO (déjà définies plus haut) mais aussi les foliations, linéations et formes des grains SPO et donc du réseau de joints de grains.

Le terme foliation décrit toute répartition en lits des minéraux d'une roche. Ce terme est employé de l'échelle de la lame mince à l'échelle de l'unité tectonique. La figure 1.11 recense différentes configurations à l'origine d'une foliation dans une roche. A l'échelle sismique, une foliation traduit un litage (c'est-à-dire la ségrégation de minéraux, par exemple le litage de la croûte inférieure) ou une hétérogénéité planaire, indiquant une superposition de couches hétérogènes.

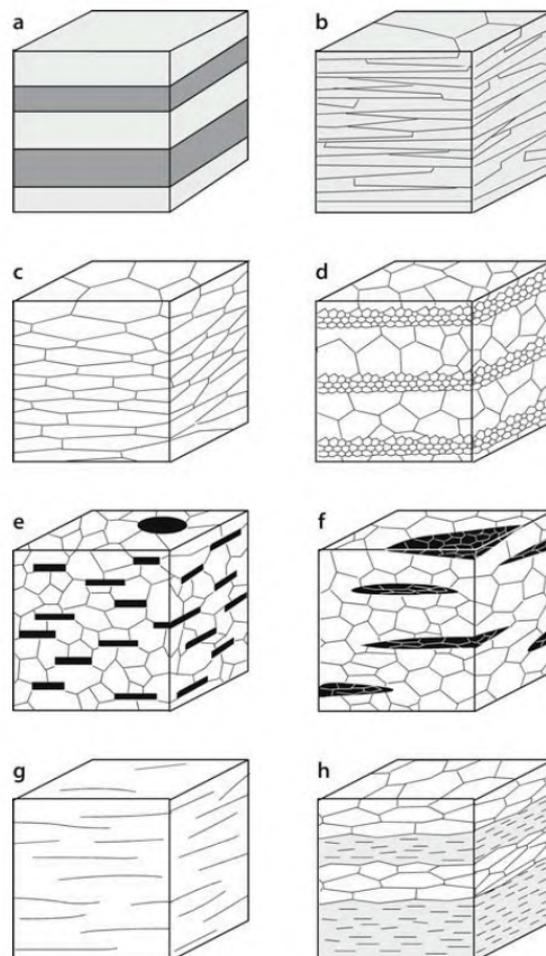


Figure 1.11 : Représentation schématique des diversités de configuration produisant une foliation dans une roche. a) Stratification de composition (litage). b) Orientation préférentielle des minéraux planaires (par exemple, mica). c) Orientation préférentielle des joints de grains et forme des grains recristallisés (par exemple quartz, carbonate) dans une organisation préférentielle de la forme des grains (SPO). d) Variation de la taille des grains. e) Orientation préférentielle de minéraux planaires dans une matrice sans orientation préférentielle (p. ex. mica dans un quartzite ou un gneiss micacé). f) Orientation préférentielle des agrégats de minéraux lenticulaires. g) orientation préférentielle des fractures ou des microfailles. h) Combinaison des éléments a, b et c ; de telles combinaisons sont courantes dans les roches métamorphiques. Issue de *Passchier et Trouw (2005)*.

La forme des grains composant un agrégat ou une roche est généralement abordée via sa SPO. Au sein d'une roche, une SPO peut se développer sans créer de CPO. Dans le domaine du fluage-diffusion par exemple, la conjugaison de la diffusion intra ou inter-granulaire avec les glissements aux joints de grain produit de forts SPO sans accentuer la CPO. (Fig. 1.9 et 1.12).

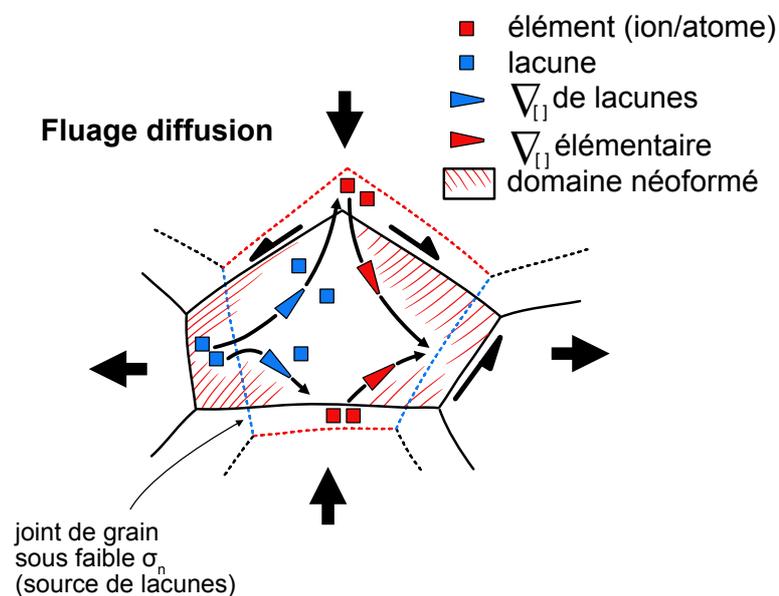


Figure 1.12 : Mécanisme de fluage diffusion à l'origine du développement d'une SPO. Modifiée de *Labrousse et Yamato, in prep.*

Prédire les propriétés sismiques des roches seulement à partir des mesures de CPO ne permet pas de prendre en compte l'effet complet de la fabrique. D'autres approches permettent

de considérer certains aspects de la fabrique à partir de données cristallographiques : (i) la méthode auto-cohérente permet de prendre en compte l'influence d'inclusions dans un milieu anisotrope (e.g. *Mura et Kinoshita, 1971* ; *Mavko et al., 2009*) ; (ii) la méthode d'homogénéisation par expansion asymptotique considère la SPO et la foliation d'un milieu (e.g. *Vel et al., 2016*) ; (iii) la propagation dynamique des ondes considère l'effet des joints de grains (e.g. *Zhong et al., 2014 et 2015*). Les deux dernières sont basées sur des codes numériques utilisant la méthode des éléments finis dans lesquels chaque pixel contient des informations minéralogiques et texturales (image SEM-EBSD par exemple). Parmi ces 3 méthodes, seule la méthode de propagation dynamique des ondes permet des résultats exacts, qui diffèrent des moyennes théoriques. Celle-ci utilise l'équation de Christoffel pour résoudre la propagation « active » (en comparaison aux schémas « statiques » des moyennes) des ondes élastiques dans la maille (*Almqvist et Mainprice, 2017*). Ces méthodes ne peuvent néanmoins pas se substituer à l'acquisition expérimentale directe de valeurs de vitesses des ondes sismiques à des échelles supérieures à celles de la lame mince. A partir de mesures pétrophysiques 3D sur des cubes de roche centimétriques, il est possible de quantifier l'effet combiné de l'anisotropie intrinsèque et des hétérogénéités sur les vitesses de propagation des ondes. Puisque ces mesures sont faites à pression et température variables, elles permettent également de déterminer les dérivées des vitesses selon P et T et d'extrapoler les vitesses mesurées aux conditions en profondeur. Ces mesures font l'objet du chapitre 2.

Le but du présent travail est de chercher la signature des transformations métamorphiques dans le signal sismologique. Il est sans doute utile de donner quelques exemples de telles transformations déjà connues ou reconnues dans les images géophysiques.

IV. Effets des transformations de roches reconnues

Les transformations reconnues dans les images géophysiques ou prédites sont en fait peu nombreuses.

A. Effets des transformations de roches dans les images géophysiques

Les transformations les mieux imagées par la sismologie sont sans doute les transitions de phase du manteau, mais à des profondeurs plus grandes et des résolutions plus faibles que les objets crustaux qui nous intéressent ici. Aux profondeurs crustales à lithosphériques, la transition $\alpha - \beta$ du quartz a été associée à un signal sismologique ; l'éclogitisation, qui est en fait une suite de réactions, est souvent mentionnée ainsi que la fusion partielle qui, elle regroupe

des réactions dans le détail très différentes. Le passage en revue de ces trois exemples permet de mettre en perspective les tentatives d'interprétation des chapitres qui suivent.

1. La transition $\alpha - \beta$ du quartz

La transition $\alpha - \beta$ du quartz a été interprétée dans plusieurs images géophysiques, de différents contextes géodynamiques et à différentes profondeurs : (i) comme un réflecteur dans un champ géothermique du sud de la Toscane, entre 3 et 9 km (« K-horizon », *Marini & Manzella, 2005*) ; (ii) comme une zone de faible atténuation en contexte de collision, dans la croûte tibétaine, à 50 km de profondeur (*Sheehan et al., 2014*) ou à 15 à 20 km (Fig. 1.13, *Mechie et al., 2004*) ; (iii) comme une chute brutale de V_p/V_s à 24 km sous Taïwan (*Kuo-Chen et al., 2012*).

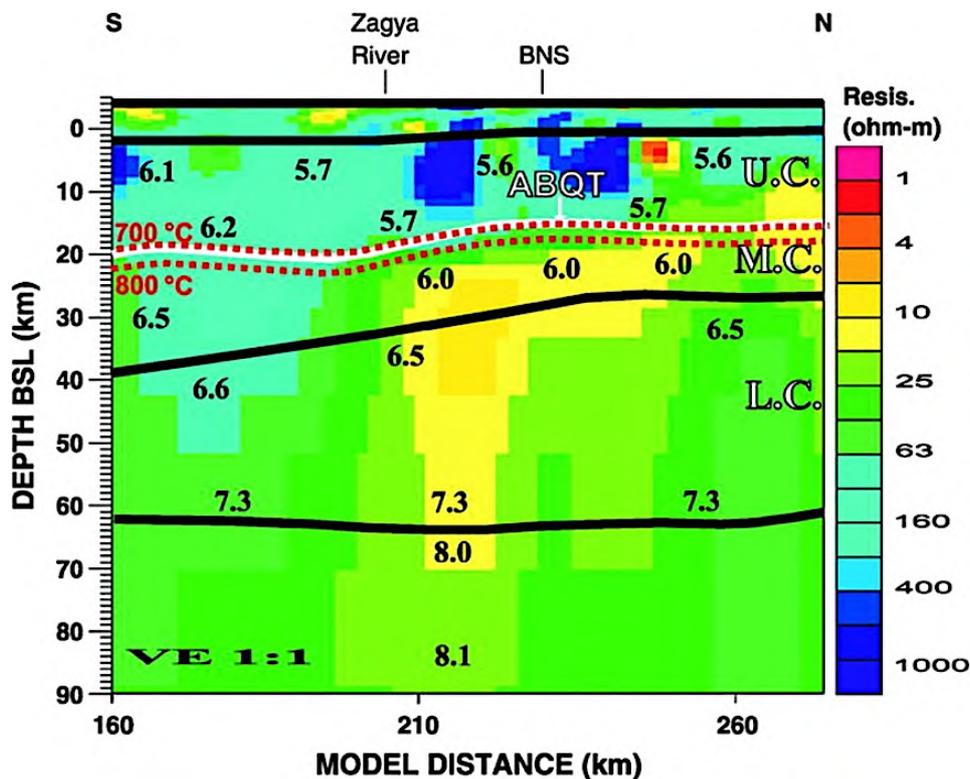


Figure 1.13 : Modèle de résistivité dérivé de l'utilisation de données magnétotelluriques pour la partie centrale du profil INDEPTH III, à proximité de la suture Bangong-Nujiang (BNS) au Tibet central. Le modèle de résistivité (Resis.) est recouvert par les limites des couches et les vitesses ponctuelles des ondes P tirées du modèle sismique bidimensionnel (*Zhao et al., 2001*). Les couleurs chaudes (rouge et jaune) indiquent des zones de forte conductivité, tandis que les couleurs froides (bleu et violet) indiquent des zones de faible conductivité. Les vitesses sont en km/s. Abréviations : ABQT : transition quartz α - β ; U.C. : croûte supérieure ; M.C. : croûte

moyenne ; L.C. : croûte inférieure ; BSL : sous le niveau de la mer. Issue de Mechie et al. (2004), modifiée de Solon (2000).

Cette transition, displacive donc instantanée, a donc été utilisée comme un thermo-baromètre géophysique. D'après les propriétés sismiques calculées, la transition $\alpha - \beta$ du quartz engendre une diminution de la densité qui s'accompagne étrangement d'une augmentation de vitesse des ondes (Kern, 1979), En effet, les constantes élastiques monocristallines des phases α et β en conditions standards, impliquent une augmentation de la vitesse des ondes P et une diminution de l'anisotropie (Fig. 1.10E et F). D'après des mesures in situ à haute pression sur des agrégats poly-cristallins, le contraste de vitesses associé à cette transition s'atténuerait en profondeur (Moarefvand et al., soumis, Fig. 1.14).

Il est donc possible que l'horizon K de Marini & Manzella (2005) soit en effet la signature de la transition $\alpha - \beta$ du quartz, mais que les signaux plus profonds soient en fait la trace fossile de cette transition, qui ne constitue peut-être pas un thermo-baromètre aussi fiable que supposé (Moarefvand et al., accepté à JGR).

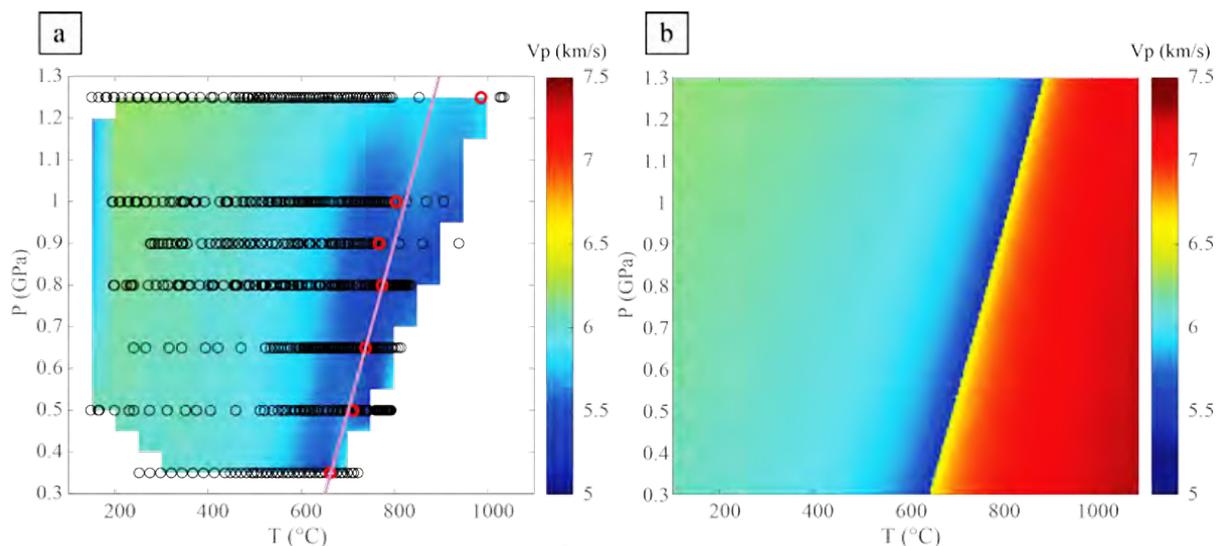


Figure 1.14 : Comparaison des vitesses des ondes P in situ et prédites pour la transition $\alpha - \beta$ qu quartz. A) Interpolation des vitesses des ondes P obtenues expérimentalement. Les cercles noirs correspondent aux points de données ; les cercles rouges, aux conditions PT auxquelles la vitesse minimale de l'onde P a été observée pour chaque expérience. B) Prédiction de la vitesse de l'onde P d'après (Abers et Hacker, 2016). La barre de couleur est la même pour les deux graphes. Issue de Moarefvand et al., accepté à JGR.

2. L'éclogitisation

L'éclogitisation a largement été évoquée dans l'imagerie des zones de subduction. Celle-ci est *a priori* facilement reconnaissable, puisque l'on s'attend à ce que l'augmentation de densité et l'augmentation de vitesse (principalement dues à l'augmentation de la proportion de grenat et à la transformation du glaucophane et de la lawsonite en clinopyroxène et épidote) qui accompagnent cette réaction, diminuent les contrastes de vitesses avec le manteau encaissant. Cette diminution de contrastes tend à faire « disparaître » la partie crustale du panneau plongeant dans les données sismiques (e.g. *Christensen 1989 ; De Paoli et al. 2012 ; Hacker et al. 2003, 2015 ; Hacker and Abers 2004 ; Hetényi et al. 2007*).

Dans les Andes centrales, à partir des fonctions-récepteur, le Moho de la plaque supérieure est visible sous le prisme, le Moho inverse au sommet du panneau plongeant est observable jusqu'à 120 km de profondeur (*Yuan et al. 2000, Fig. 1.15*). La disparition du Moho inverse à 120 km est interprétée comme l'effet de l'éclogitisation (« oceanic crust, Lw eclogite », *Fig. 1.15C*). Selon la thermodynamique, cette réaction aurait dû se produire à de plus faibles profondeurs. Les auteurs en concluent que la transformation métamorphique gabbro-éclogite a une cinétique retardée.

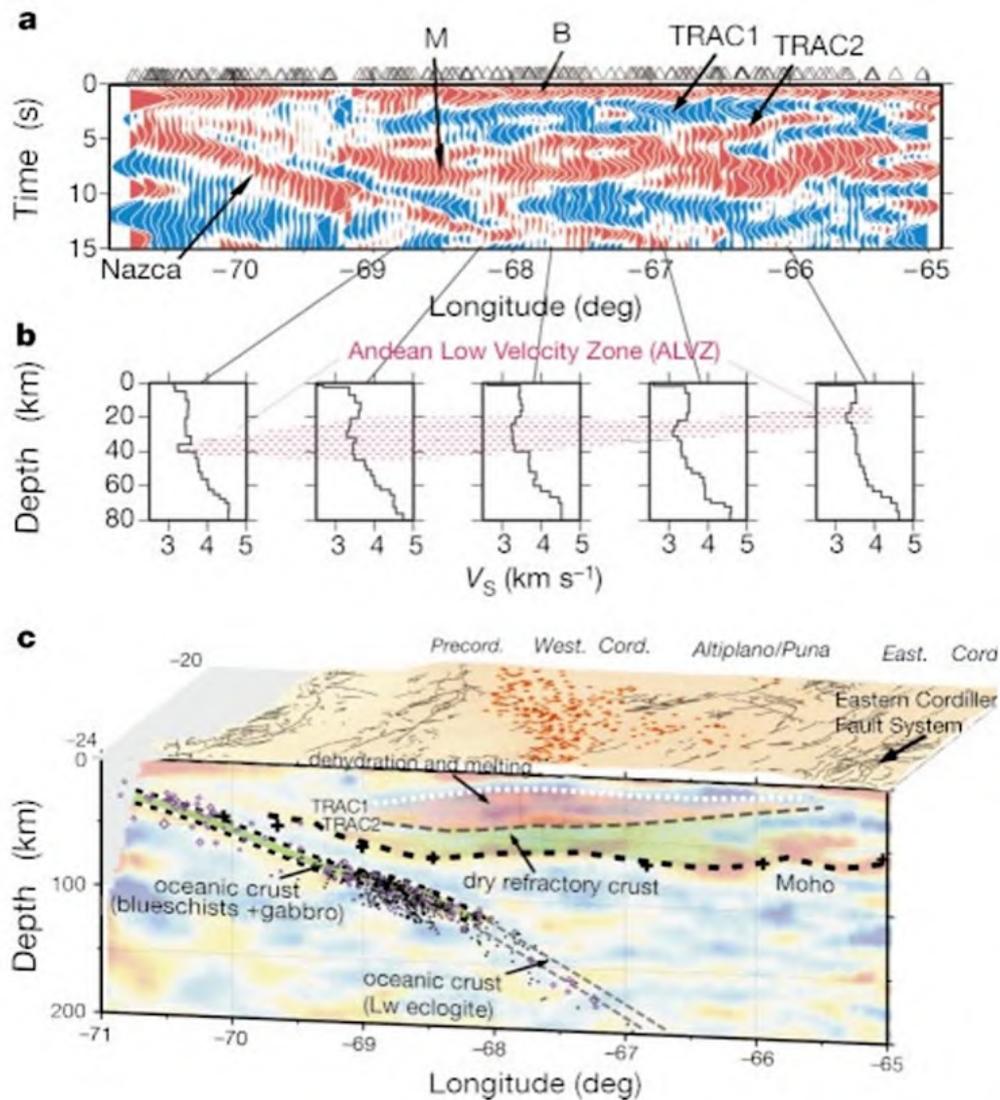


Figure 1.15 : Image en fonctions-récepteur et modèle crustal des Andes Centrales, le long d'un profil Est-Ouest. Les conversions rouges indiquent une augmentation de la vitesse avec la profondeur, les bleues, une diminution. A) Fonctions-récepteur moyennées en fonction du temps, sur une fenêtre de 30 km de large et une bande filtrante de 2 à 10s. B) Modèle possible de vitesse des ondes S de la croûte, résultant de l'inversion des données de fonctions-récepteur en A). C) Schéma interprétatif avec en arrière-plan les fonctions-récepteur migrées en profondeur et moyennées sur les régions de l'Altiplano et de la Puna. Issue de *Yuan et al. (2000)*. Les signes plus noirs indiquent les données de profondeur du Moho provenant d'études de réflexion grand angle. Les conversions TRAC1 et TRAC2 en A et C, bordent la zone andine à faible vitesse (ALVZ) qui plonge vers l'Ouest.

Dans les zones de subduction de l'Alaska et des Cascades, des images sismiques de haute résolution couplées à des modèles géodynamiques et métamorphiques lient la profondeur jusqu'à laquelle les panneaux plongeants sont visibles à l'éclogitisation crustale (« eclogite », Fig. 1.16D) catalysée par la déshydratation des minéraux de manteau sous-jacent (Fig. 1.16C, Rondenay *et al.*, 2008).

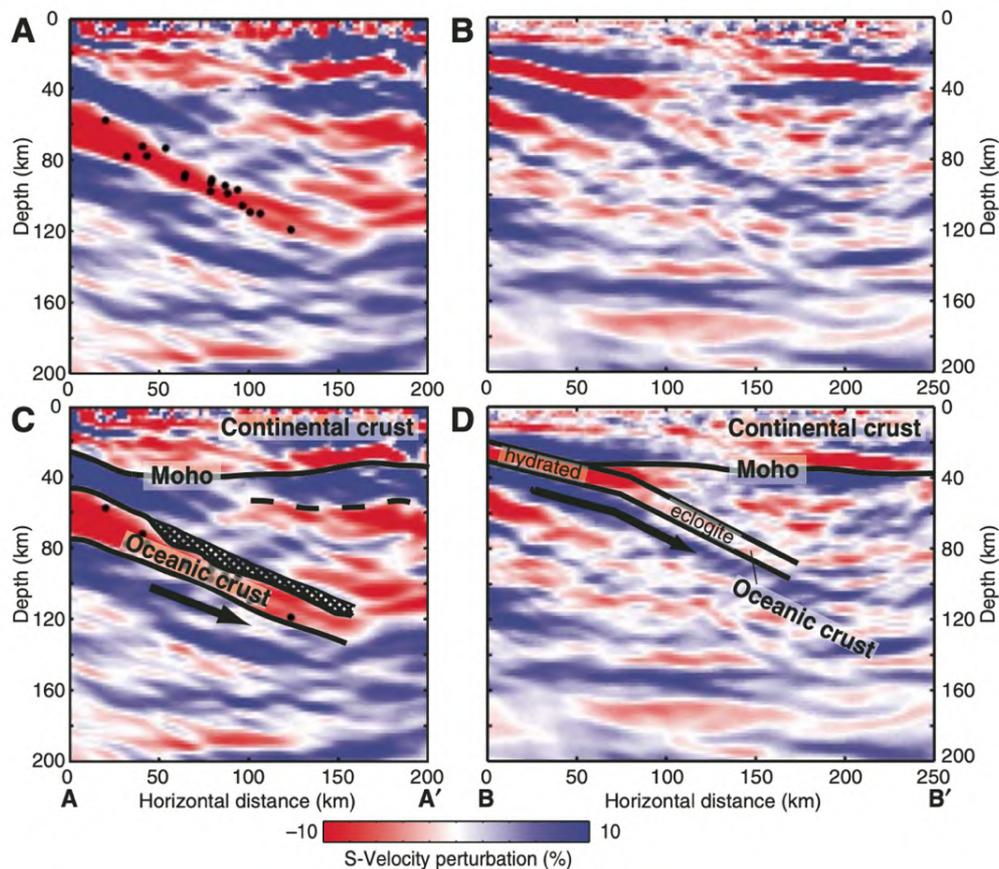


Figure 1.16 : Images sismiques à haute résolution du centre de l'Alaska (A et C) et de la Cascadia (B et D). Les panneaux supérieurs montrent les profils bruts et les panneaux inférieurs les profils interprétés. L'échelle de couleur rouge à bleu représente les perturbations négatives (plus lentes) à positives (plus rapides) de la vitesse S par rapport à un modèle de fond unidimensionnel. En Alaska, les vitesses sismiques dans la couche crustale supérieure (région hachurée, C) augmentent progressivement avec la profondeur, tandis que la couche crustale inférieure reste relativement non perturbée (faible vitesse uniforme). La ligne pointillée dans le panneau (C) indique une discontinuité continentale du manteau supérieur à 60 km de profondeur. Issue de Rondenay *et al.* (2008).

Dans l'Himalaya, les conversions associées au Moho de la plaque supérieure varient en fonction du back-azimuth (Fig. 1.17B et C). Ces variations sont interprétées comme la preuve d'une zone de cisaillement anisotrope de 10 km d'épaisseur riche en micas au sommet de la croûte inférieure indienne sous-plaquée (shear zone, Fig. 1.17D, *Schutle-Pelkum et al., 2005* ; *Nabelek et al., 2009* et *Zhang et al., 2014*). Au Nord du profil, sous la zone de cisaillement, une estimation du pourcentage d'éclogitisation est proposée en se basant sur des vitesses sismiques et une densité élevées.

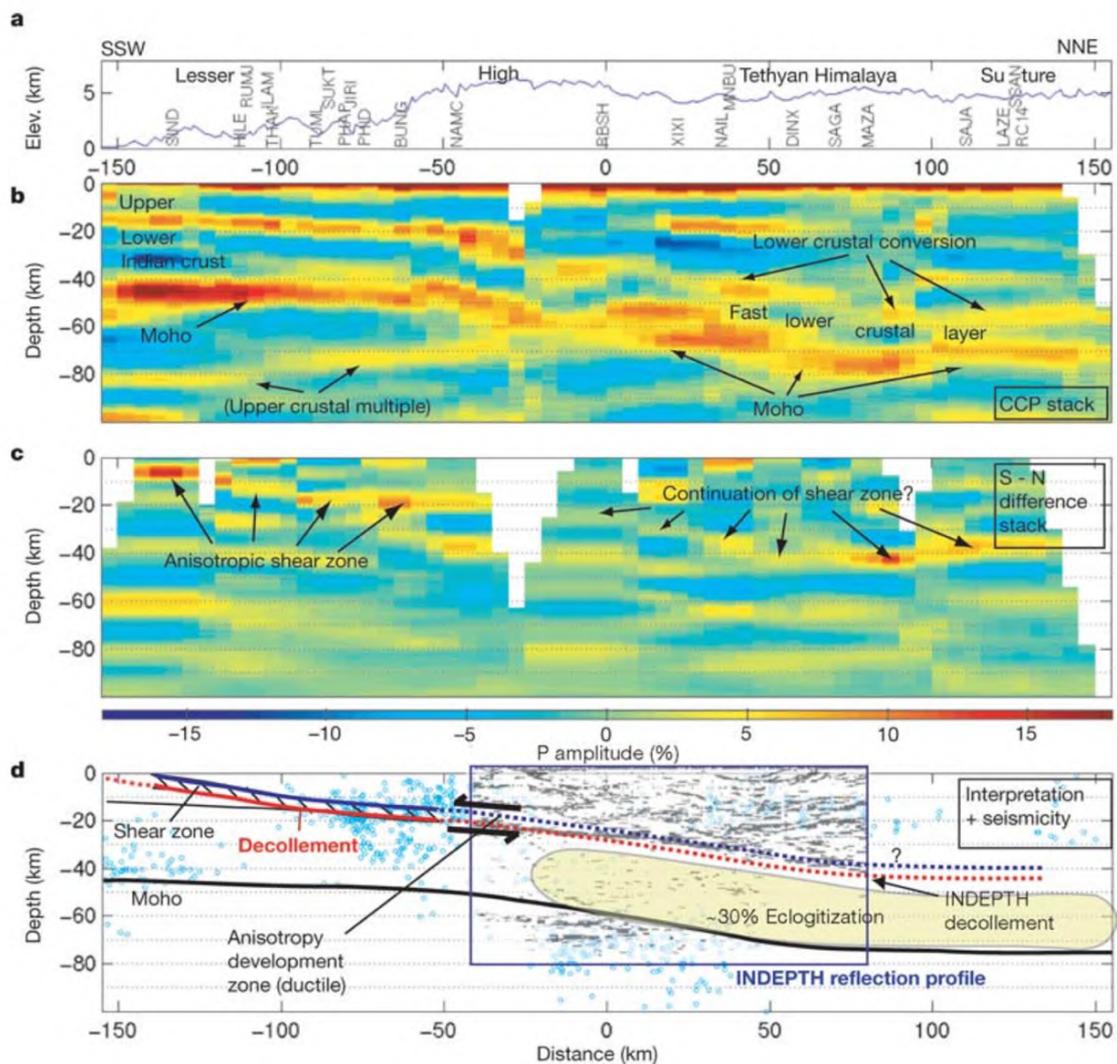


Figure 1.17 : Analyse des fonctions-récepteur et interprétation le long d'un profil à travers le Sud du Tibet orienté N18E. A) Topographie et position des stations le long du profil. Elev : élévation. B) Fonctions-récepteur radiale regroupées (stackée) à partir de la méthode de conversion de points commun (CCP) et migrées en profondeur avec un modèle de vitesse tridimensionnel issu du l'inversion tomographique. Les zones blanches ne sont pas couvertes

de données. La largeur des cellules est de 5 km, avec un lissage sur 30 km. C) Différences entre les azimutes nord et sud dans les données de B). D) Interprétation de B) et C) avec superposition du profil de réflexion INDEPTH et localisation de la sismicité. Issue de *Schulte-Pelkum et al. (2005)*.

Dans la même zone, en comparant un modèle de densité et les données gravimétriques (anomalie de Bouguer), un taux moyen de transformation métamorphiques à l'échelle de 10-100 km et de millions d'années est calculé (*Hetényi et al., 2021*). Cette étude révèle que l'éclogitisation de la croûte inférieure indienne est retardée jusqu'à ce que les premières réactions de déshydratation du manteau sous-jacent soient atteintes (Fig. 1.18).

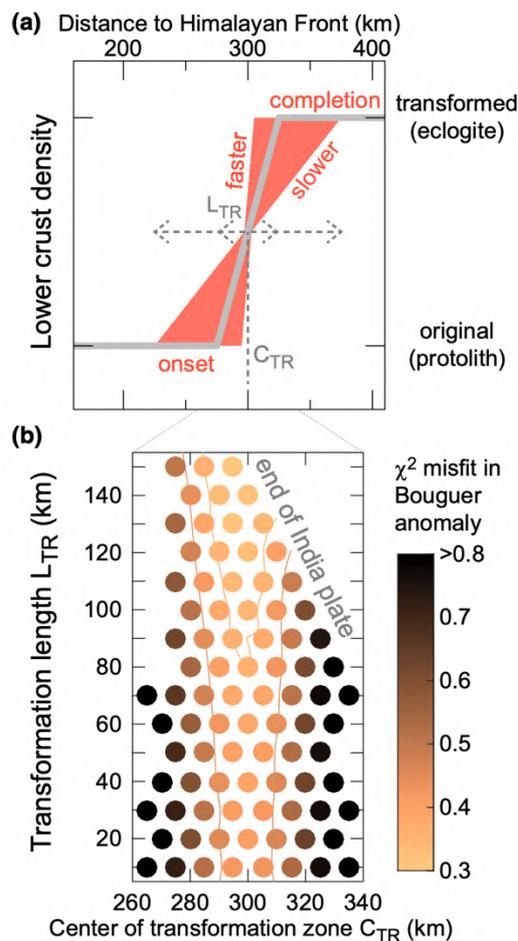


Figure 1.18 : Test de localisation du début et de la fin de la densification de la croûte inférieure afin d'en déduire un taux de transformation. A) Schéma permettant de tester différentes vitesses de réaction en modifiant indépendamment la position centrale (CTR) et la longueur (LTR) de

la zone de transformation, définie entre le début et la fin de la densification de la croûte inférieure. Les lignes pointillées grises et les flèches illustrent le fait que la zone de transformation est centrée sur CTR et que sa longueur varie symétriquement par rapport à elle. B) Inadéquation entre les données gravimétriques synthétiques et observées autour de la zone d'éclogitisation en fonction du centre et de la longueur de la zone de transformation. Les iso-contours du non-ajustement (misfit) sont 20% à 50% plus élevés que celui du meilleur modèle ($\sim 0,3$), indiqués à titre de référence. Issue de *Hétényi et al. (2021)*.

3. La fusion partielle

Parmi les réactions possibles que peut subir une roche, la fusion partielle est celle modifiant le plus les propriétés élastiques des roches. L'augmentation de la proportion de liquide par rapport à la proportion de solide tend à diminuer la vitesse de propagation des ondes S en particulier. La répartition anisotrope des produits de fusion peut aussi augmenter l'anisotropie. La signature d'une telle réaction dans la croûte ou dans le manteau devrait donc être facilement reconnaissable. Pour autant, évaluer le pourcentage de fusion responsable de cette signature n'est pas simple.

Sous le Tibet, une forte anisotropie radiale est observée dans la croûte moyenne, associée à de faibles vitesses des ondes S (3,3 km/s à 20-25 km et 45-50 km, *Hacker et al., 2014*). Cette signature est proposée comme la preuve d'une forte fusion partielle (e.g. *Makovsky et Klemperer, 1999*). Seulement, à partir de vitesses sismiques issues de CPO, dérivées de différents modèles de milieux effectifs, *Hacker et al. (2014)* montre que la présence de micas est aussi déterminante que la fusion partielle : l'anisotropie radiale observée peut être reproduite (Fig. 1.19B) avec seulement 2% de fusion partielle (Fig. 1.19C), taux loin sous la valeur critique de connexion des poches de liquide (de l'ordre de 7%, *Rosenberg & Handy, 2005*).

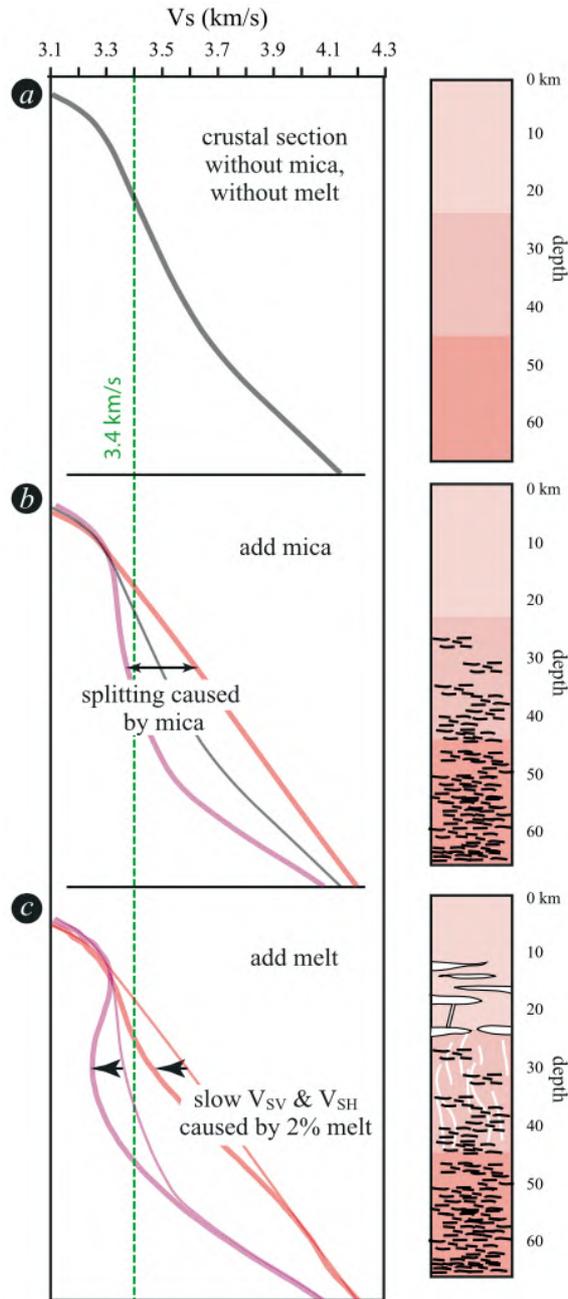


Figure 1.19 : Comparaison des faibles V_s et de l'anisotropie radiale observée dans la région de Qiangtang avec les calculs de vitesses pour une section crustale subhorizontale foliée et contenant des micas et de la fusion partielle. A) V_s pour une section crustale hypothétique. B) Ajout de mica pour produire jusqu'à 10% d'anisotropie radiale. C) Ajout de fusion partielle pour réduire la vitesse des ondes S horizontales et verticales aux vitesses observées dans la croûte moyenne du plateau tibétain. Issue de *Hacker et al., 2014*.

4. Le changement du régime de fluides

Enfin, bien qu'ils ne constituent pas une réaction, les fluides entrent en jeu dans les réactions métamorphiques et la fusion partielle des roches. Leur quantité change au cours des réactions métamorphiques. Ils peuvent être produits (par exemple lors d'une réaction d'éclogitisation) ou consommés (par exemple, la serpentinisation des olivines). La quantité de fluides transportés des fosses jusqu'aux profondeurs mantelliques par les panneaux plongeants (via les plaques océaniques) joue un rôle clé dans la sismicité intra-panneau et le magmatisme d'arc (e.g. *Bostock et al.*, 2002 ; *Tatsumi et Eggins*, 1995 et *Hacker et al.*, 2003). Dans les zones de subduction anciennes et rapides, telles que celles dans le Pacifique Ouest, l'eau contenue dans les minéraux peut être transportée efficacement en profondeur, tandis que dans des zones de subduction plus chaudes, comme celle de Cascades, la plaque plongeante subit une déshydratation quasi-totale (*Van Keken et al.*, 2011).

En sismique, on s'attend à ce que les fluides diminuent la vitesse des ondes S surtout, ainsi que la densité et qu'ils augmentent l'anisotropie (e.g. *Unsworth et Rondeyay*, 2012) du fait du rapport d'aspect de leurs inclusions.

Dans la fosse du Chili, la plaque Nazca montre des vitesses sismiques de sa portion crustale, inférieures aux vitesses sismiques attendues pour une croûte de cet âge et pour ces vitesses d'expansion. *Ranero et Sallarès*, (2004) proposent qu'une couche de manteau supérieur, de 20 km d'épaisseur et composée de 17% de serpentine (soit 2,5% en poids d'eau), compose une le sommet de la plaque Nazca, en raison de la déshydratation continue du manteau sous-jacent (*Van Keken et al.*, 2011).

Dans la fosse centrale des Mariannes, les images acquises à partir des ondes de Rayleigh montrent, par des faibles vitesses dans le manteau, une hydratation du manteau sur une épaisseur de 24 km à partir du Moho (double flèche noire entre l'iso-vitesse 3,9 km/s et la projection de la croûte, Fig. 1.20).

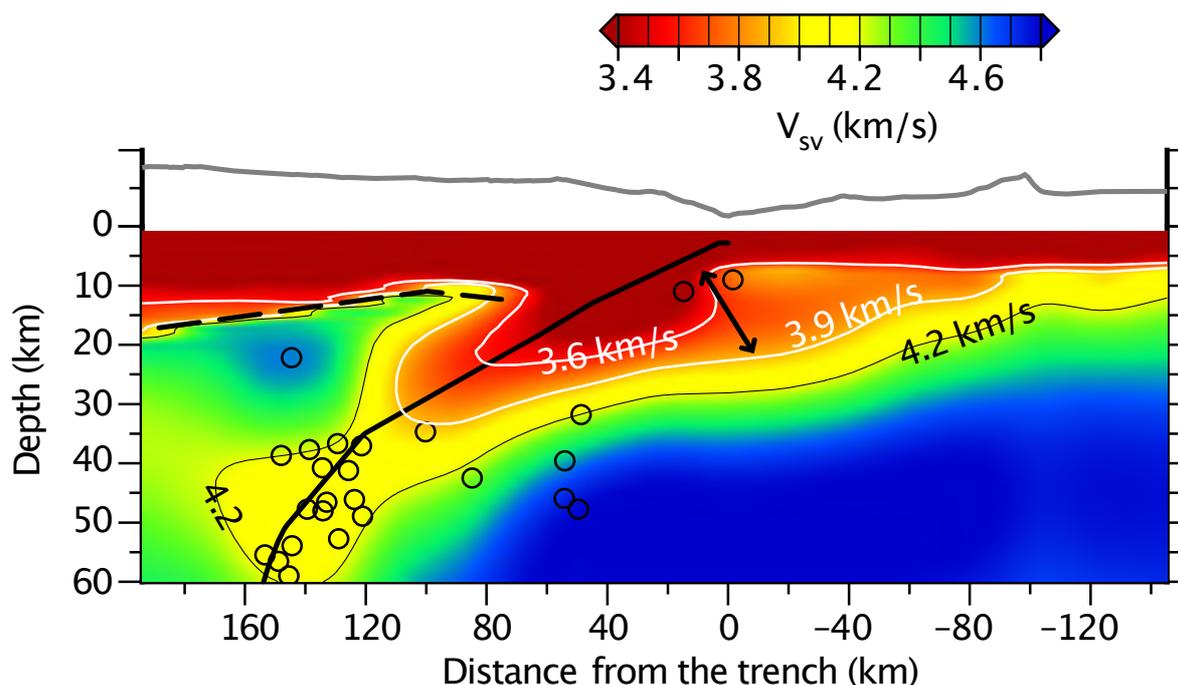


Figure 1.20 : Coupe transversale montrant la vitesse moyenne des ondes S verticale (V_{sv}). La ligne noire épaisse en pointillés montre la localisation du Moho de l'avant arc, la ligne continue représente la projection de la croûte du panneau de 6 km d'épaisseur. Les lignes fines blanches et noires sont des iso-vitesses de 3,6 km/s, 3,9 km/s et 4,2 km/s. Les cercles noirs sont des séismes relocalisés dans la plaque en subduction. Modifiée de *Cai et al. (2018)*.

Bien qu'elles n'aient pas été reconnues dans des images géophysiques, on s'attend à ce que d'autres transformations, engendrant des contrastes du même ordre de grandeur que ceux mentionnés ci-dessus, soient, elles aussi, visibles.

B. Effets attendus des transformations majeures des roches

A revers des cas précédents, on s'intéresse ici aux transformations métamorphiques documentées sur le terrain et dont les conséquences en termes de propriétés sismiques sont été considérées comme significatives.

1. La transformation granulite vers éclogite

La transformation d'une croûte continentale granulitique qui s'éclogitise a été étudiée à partir de l'étude de structures sur le terrain et de mesures pétrophysiques 3D (*Zertani et al., 2019*). Cette étude montre que pour une croûte granulitique qui s'éclogitise, l'anisotropie chute de façon transitoire au front de réaction. Ceci est dû à la superposition de l'anisotropie héritée

et de celle nouvellement formée, portée par les omphacites. Cette étude montre également que le métamorphisme des roches de la croûte dans le faciès des éclogites entraîne une baisse du rapport V_p/V_s (rapports inférieurs à 1,80 pour les éclogites et supérieurs à 1,80 pour les granulites, Fig. 1.21), liée à la réaction de déstabilisation du plagioclase. Ces résultats impliquent une perte de contraste par rapport au manteau lors de la subduction continentale, comme dans le cas de la subduction océanique.

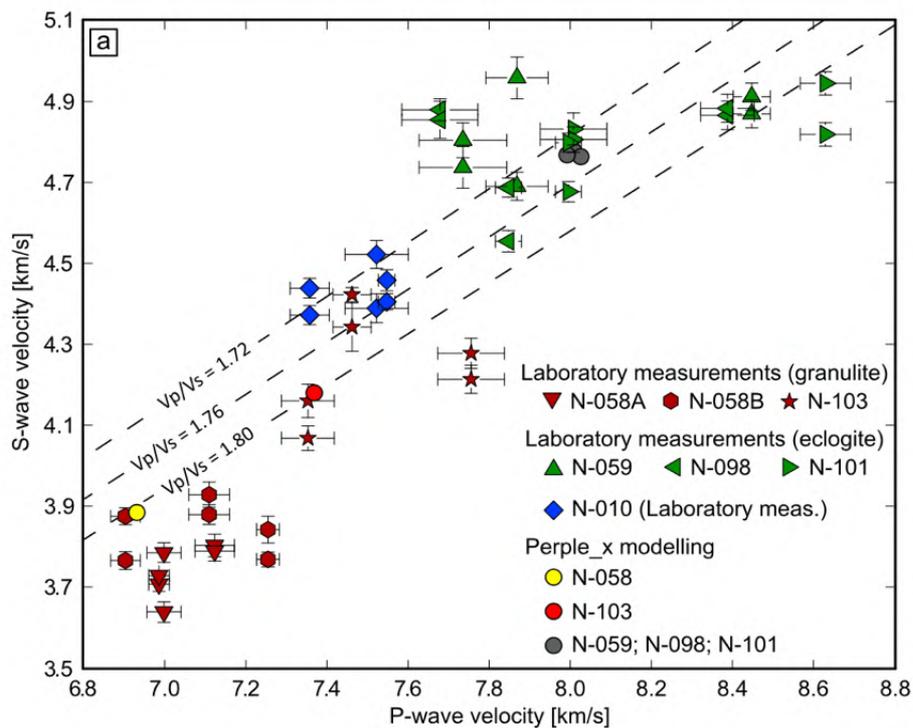


Figure 1.21 : Vitesses des ondes P et S d'après des mesures en laboratoire et des modèles thermodynamique. Vitesse de l'onde S par rapport à celle de l'onde P montrant les résultats des mesures en laboratoire pour chacune des directions de mesure (X, Y et Z). La dispersion des vitesses dans différentes directions correspond à l'anisotropie sismique. En outre, le diagramme donne les résultats obtenus par la modélisation thermodynamique pour les mêmes échantillons (cercles). Les lignes en pointillés indiquent les rapports V_p/V_s . Issue de *Zertani et al. (2019)*.

2. Les fluides dans les schistes bleus et les serpentinites

En contexte de subduction océanique, les minéraux hydroxylés peuvent rester stables ou métastables à très grandes profondeurs, libérant finalement des quantités importantes de

fluide à des niveaux localisés. La signature de veines riches en fluides sur les propriétés élastiques des schistes bleus et des serpentinites du panneau plongeant a été modélisée à partir de données de terrain (Healy et al., 2009). Cette étude montre que la signature sismique des fractures causées par la déshydratation augmente l'anisotropie effective des roches elles-mêmes porteuse d'une CPO forte. Cette association génère des directions rapides de vitesses sismiques parallèles au panneau plongeant et à la fosse au niveau de la zone de déshydratation (« LPO + dehydration crack damage », Fig. 1.22). Cette interprétation montre que les changements de propriétés intra-panneau sont aussi importantes (voire plus) que les propriétés du coin mantellique sus-jacent dans la compréhension du signal enregistré dans la zone d'avant-arc (Healy et al., 2009).

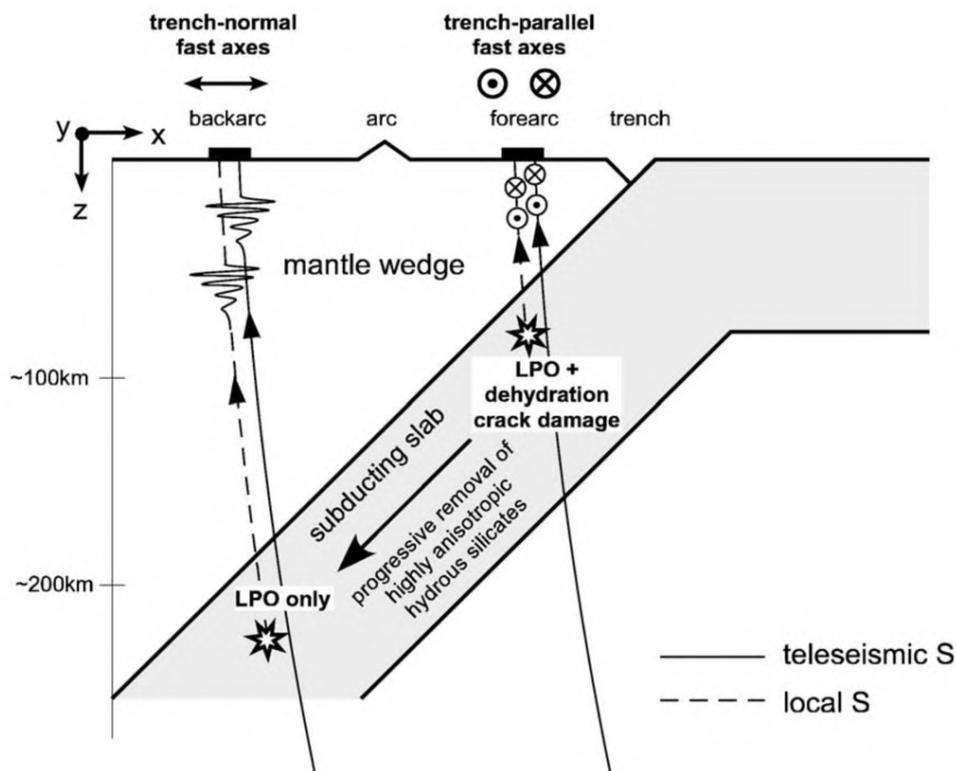


Figure 1.22 : Schéma vertical à travers une zone de subduction. Dans le modèle, les axes rapides parallèles à la tranchée sont limités à la zone située directement au-dessus de la partie de la plaque subissant une déshydratation, c'est-à-dire contenant des fissures horizontales remplies de fluides. Au fur et à mesure que le panneau descend et que les phases hydratées sont progressivement éliminées, l'anisotropie du panneau n'est plus due qu'aux orientations préférentielles du réseau des minéraux anhydres. L'absence de fissures remplies de fluide dans

les roches anhydres à ces profondeurs (100 km) se traduit par des axes rapides normaux à la tranchée, enregistrés à la surface au-dessus. Issue de *Healy et al., 2009*.

Qu'elles cherchent à interpréter des images géophysiques en zone de convergence, ou qu'elles partent de cas de terrain pour prédire les signatures des transformations minéralogiques, il semble donc que les études récentes s'accordent pour dire que les réactions métamorphiques génèrent des contrastes de vitesses d'assez forte amplitude et assez brutaux pour être visibles en tomographie.

Les contrastes de vitesse visibles dans les Alpes, peuvent-ils, comme dans d'autres orogènes, être reliés à des réactions métamorphiques ou de la déformation ? Répondre à cette question implique de répondre aux suivantes : Quelles roches sont susceptibles de constituer le panneau plongeant alpin ? Quelles sont les réactions métamorphiques attendues pour ces roches au cours de leur enfouissement ? Dans les Alpes, la résolution des images géophysiques s'est améliorée, notamment grâce au développement de projets à grandes échelles, tel que AlpArray (*Hetényi et al. 2018*), permettant d'espérer d'aller plus loin dans leur interprétation.

V. Les Alpes de l'Ouest

A. Contexte géologique des Alpes de l'Ouest

Le chaîne des Alpes s'est formée suite à la subduction de l'océan Liguro-Piémont, sous la plaque Apulie, depuis le Crétacé supérieur (~100 Ma) jusqu'à l'Eocène inférieur (~45 Ma), puis de la subduction continentale des unités les plus distales de la marge européenne à l'Eocène moyen (~45 à 30 Ma, Fig. 1.23, *Agard et al., 2021*).

La structure actuelle de la chaîne alpine fait apparaître la superposition de l'Ouest à l'Est dans les Alpes occidentales de la marge européenne (domaine Dauphinois et Briançonnais), du domaine océanique (Ligure) et du domaine Apulien (Austro-alpin). Traditionnellement, la chaîne est divisée en 2 grandes unités principales ; d'une part les unités externes, uniquement impliquées dans la collision (domaine Dauphinois), d'autre part, les unités internes, ayant subies subduction puis collision (domaine Briançonnais Ligure et Austro-Alpin pour partie). Ces 2 zones sont séparées par un chevauchement majeur, appelé Front Pennique.

L'évolution géodynamique de la chaîne peut être vue comme l'édification de 3 prismes orogéniques emboîtés : (i) le prisme Ligure et le chenal de subduction, qui se mettent en place

entre 80 et 50 Ma ; (ii) le prisme Briançonnais, lié à la subduction continentale vers 40 Ma ; (iii) le prisme dauphinois, dû à la collision à partir de 35-30 Ma.

Le Crétacé supérieur correspond à la période de subduction océanique. Le domaine Ligure, c'est-à-dire les futurs Schistes Lustrés, passent en subduction et sont partiellement découpés en profondeur dans un prisme d'accrétion océanique. L'augmentation des pics de pression vers l'Est montre que la subduction se fait sous le bloc Apulie.

A l'Eo-Oligocène, l'ensemble du domaine océanique subducte (45 Ma : pic métamorphique à 550°C - 26 kbar), suivi par la subduction continentale. Le domaine Briançonnais interne s'enfouit jusqu'à 100 km de profondeur (unités de Dora Maira : 750°C - 35 kbar, *Schertl et al., 1991 ; Groppo et al., 2019*), tandis que celui externe ne s'enfonce pas à plus de 20 km, le long du même gradient haute pression - basse température (HP-BT).

À 35 Ma, l'activation du Front Pennique engendre l'enfouissement d'une partie des unités externes, sous les unités internes : c'est la phase collisionnelle. Ce chevauchement pluri-kilométrique mobilise les niveaux mécaniquement faibles (évaporitiques au sein du Trias Germanique) et s'accompagne d'un découplage mécanique entre socle et couverture dans la zone Dauphinoise. Le raccourcissement des MCE et leur métamorphisme dans le faciès schiste vert, signalent l'épaississement de la croûte supérieure. Ce raccourcissement ne remobilise pas les failles normales liasiques héritées (notamment à cause de pentages trop raides), mais favorise la formation de nouvelles rampes chevauchantes, situées sous les Massifs Cristallins Externes (MCE), dans des niveaux mécaniquement plus faibles (*Bellahsen et al., 2014*).

Vers 15 Ma, l'activation de chevauchements frontaux, à la base des MCE engendre une remontée de ces unités et réactive le Front Pennique en un jeu normal.

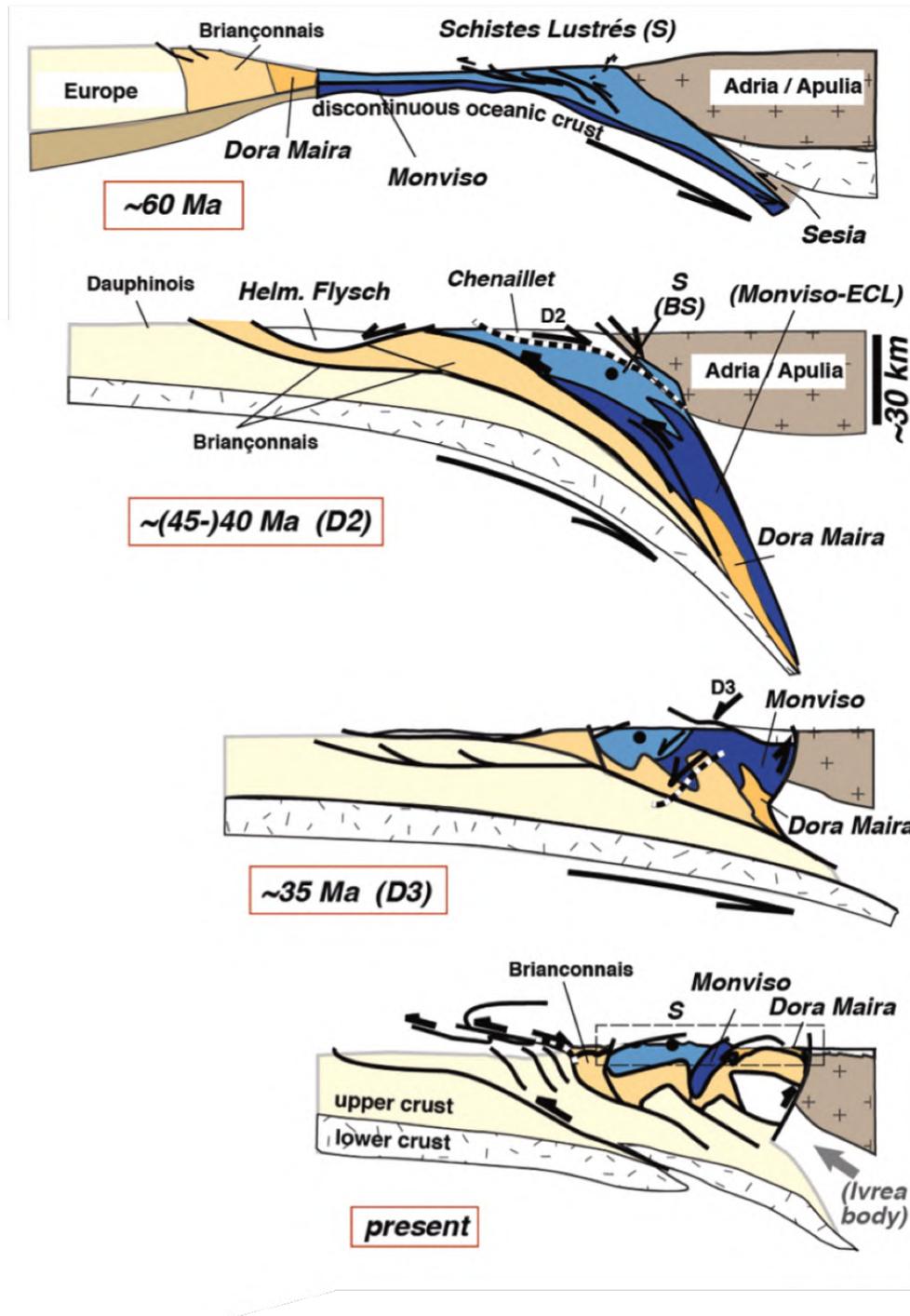


Figure 1.23 : Évolution tectonique schématique des Alpes de l’Ouest. De la subduction de la lithosphère océanique (60Ma) à la subduction continentale (40Ma) et enfin la collision (35Ma). Issue de *Agard (2021)*.

Au cours de ces 30 dernières années, la structure alpine a été sondée à l’échelle régionale par plusieurs profils d’imagerie sismique, d’Ouest en Est (Fig. 1.24) : CIFALPS (*Zhao et al.*,

2015) ; ECORS-CROP (Nicolas *et al.*, 1990) ; NFP-20 W et E (Pfiffner *et al.*, 1990) ; TRANSALP (Lüschen *et al.*, 2004) et EASTERN ALPS (Lippitsch, 2003). Dans cette étude, seulement les informations obtenues le long des profils ECORS et CIFALPS seront détaillées, avec en particulier les caractéristiques de la croûte inférieure.

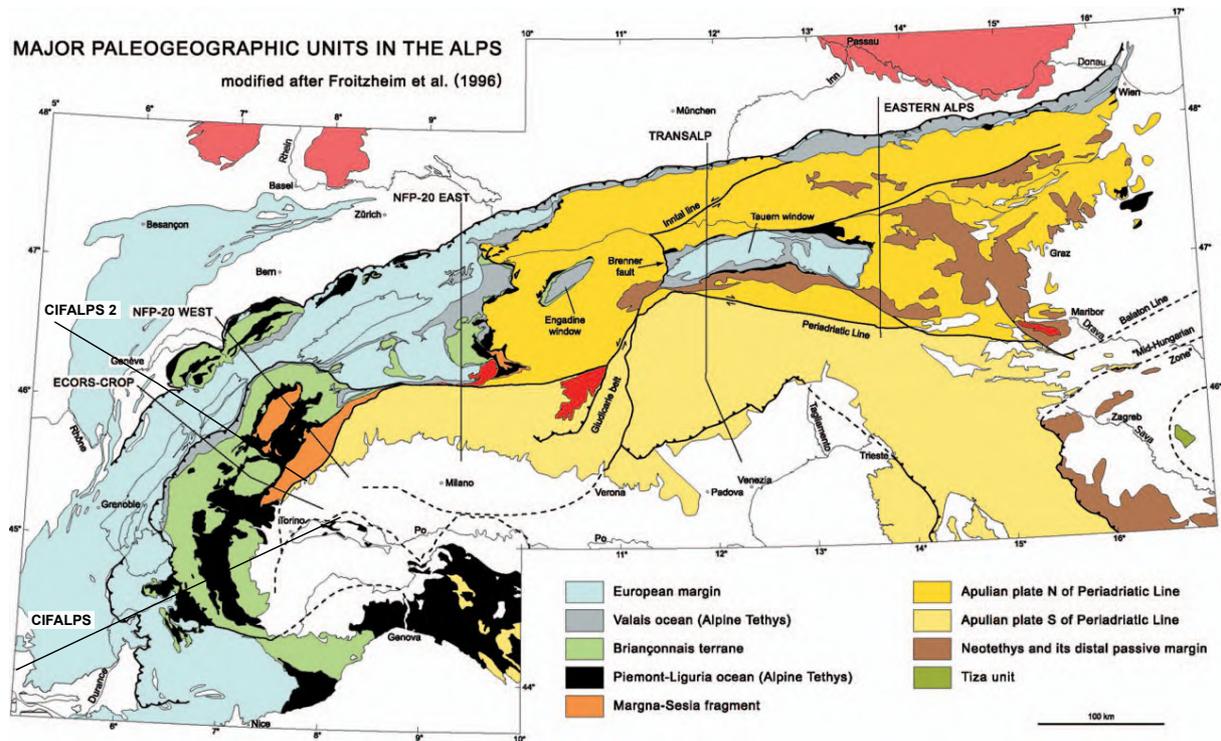


Figure 1.24 : Carte structurale générale de la chaîne alpine. Localisation des transects sismiques. Modifiée de Schmid *et al.* (2004).

Parmi ces profils, seul le profil CIFALPS montre clairement un panneau plongeant européen continu jusqu'à 80 km de profondeur. Dans ce manuscrit, l'accent est donc mis sur ce transect, puisque c'est le long de ce profil que les roches subissent les plus grandes variations de pression et température.

B. Différentes images géophysiques disponibles dans les Alpes de l'Ouest

1. Le profil ECORS-CROP

Dans les Alpes, à partir de sismique réflexion le projet ECORS-CROP (Nicolas *et al.*, 1990) a d'abord permis de mettre en évidence la structure de la croûte inférieure européenne sous les Massifs Cristallins Externes (MCE) (n°5, Fig. 1.25, Nicolas *et al.* 1990). Le litage de

la croûte inférieure vers 10 km de profondeur (n°2, Fig. 1.25), s'efface sous le prisme. Il a également rendu visible le Front Pennique, plongeant vers le SE (n°4, Fig. 1.11), le remplissage de la plaine du Pô (n°9, Fig.1.24) et le sommet du corps d'Ivrée (n° 8, Fig. 1.25, *Nicolas et al. 1990*). Cependant, on n'y voit ni le Moho européen ni le panneau plongeant. *Schmid et Kissling (2000)* ré-interprètent ce profil et suggèrent que les réflecteurs situés à 10-15 km sous le Grand Paradis (N°6-7, Fig. 1.25), soient la zone de suture de l'océan valaisan.

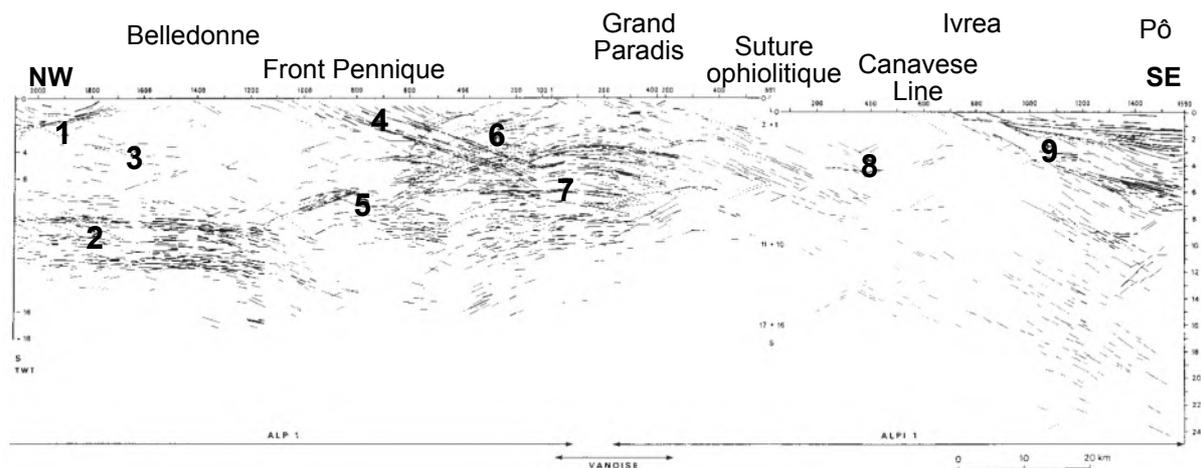


Figure 1.25 : Profil de sismique réflexion verticale du transect ECORS-CROP à travers les Alpes de l'Ouest. Les lignes dessinent les réflecteurs majeurs. Voir figure 1.23 pour localisation du profil.

2. Le profil CIFALPS

a) *Modèle en fonctions-récepteur*

Le modèle en fonctions-récepteur le long du profil CIFALPS (localisation Fig. 1.23) fournit pour la première fois, une preuve sismique de la continuité du panneau plongeant avec la croûte inférieure européenne (Fig. 1.26A, *Zhao et al., 2015*). Celle-ci est marquée par deux interfaces, l'une de conversion Ps positive (symbolisée en rouge, courbe 1 en pointillés, Fig. 1.26A), correspondant à une augmentation de la vitesse avec la profondeur, et l'autre de conversion Ps négative (symbolisée en bleu, courbe 2 en pointillés, Fig. 1.26A) sous le massif de Dora-Maira (« DM », Fig. 1.26A). Ces interfaces sont interprétées comme étant le Moho de la plaque supérieure et l'interface de subduction respectivement. Le premier à pendage Est, est visible de 30 à 75 km de profondeur. Le Moho Adriatique (courbe 3 en pointillés à l'Est, Fig. 1.26A), lui, est visible à partir de 50-60 km de profondeur sous la plaine du Pô, jusqu'à 10 km,

au-dessus d'une conversion Ps négative importante, qui correspond au corps d'Ivrée (« IV », Fig. 1.26A).

La croûte inférieure européenne change de signature selon la gamme des azimuts choisis (Fig. 1.26 B et C). Dans les zones externes, sous les Massifs Cristallins Externes (MCE, Fig. 1.26), une conversion négative plus ou moins marquée (flèche n°4, Fig. 1.26) est présente entre deux conversions positives, indépendamment des azimuts choisis (20-25 km, Fig. 1.26 B et C). Cette conversion négative indique donc une baisse de la vitesse dans la croûte inférieure à cet endroit de la chaîne. Plus loin, pour des événements venant du NNW, lorsque la croûte entre en subduction, l'interface de subduction est coupée par une conversion positive (flèche n°5, Fig. 1.26C) et reliant le Moho Adriatique. Pourtant, cette conversion positive de pendage W n'est pas visible dans le modèle basé sur les azimuts ENE (Fig. 1.26B), soit pour des rais sismiques recoupant la structure à un fort angle (proche de 90°). La conversion positive, associée au Moho européen (courbe 1 en pointillés, Fig. 1.26), n'est pas continue tout le long du profil. Sous les Massifs Cristallins Externes, on retrouve des impédances fortes dans les deux modèles (Fig. 1.26B et C), bien que plus localisées pour des événements venant du NNW (Fig. 1.26C). Passé le Front Pennique (FPF, Fig. 1.26A), la conversion positive n'est plus le long de la courbe 1 en pointillés pour le modèle NNW (Fig. 1.26C), mais se localise entre les deux courbes et devient discontinue vers 55 km de profondeur dans le modèle ENE (Fig. 1.26B).

La variation du signal en fonction des azimuts sélectionnés met donc en évidence une certaine anisotropie de la croûte inférieure et du sommet du panneau plongeant.

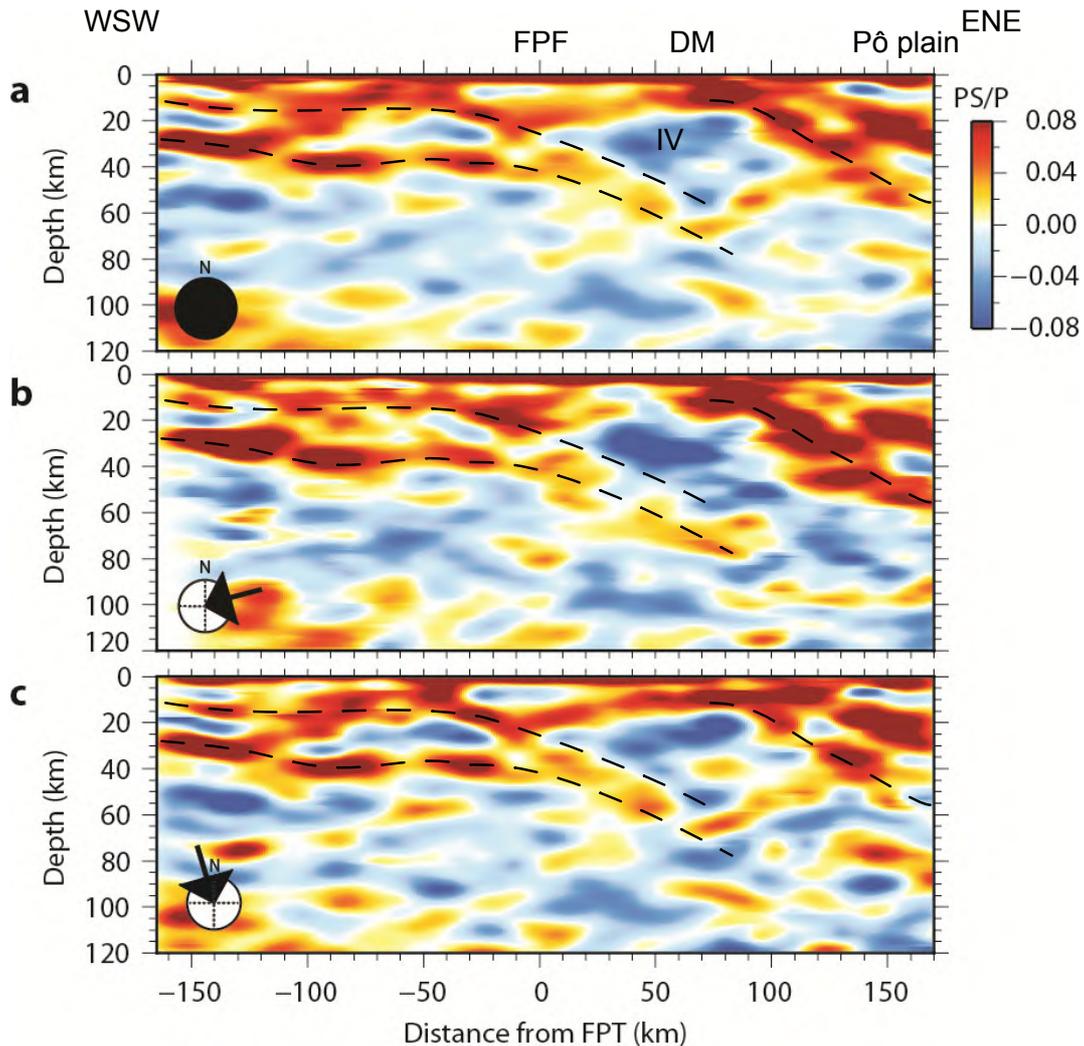


Figure 1.26 : Modèles de fonctions-récepteur migrées en profondeur par méthode de CCP pour différentes gammes d'azimuts. A) Tous les azimuts sont considérés (indiqués par le cercle noir). B) Azimuts ENE (28° à 118°, indiqués par la flèche). C) Azimuts NNW (298° à 28°, indiqués par la flèche). L'échelle d'amplitude en A) est la même pour les 3 sections. Modifiée de *Zhao et al. (2015) supp.mat.*

b) *Modèle tomographique des ondes P*

A partir des mêmes données que le modèle de fonctions-récepteur (Fig. 1.26), le long du profil CIFALPS (localisation, Fig.1.23), *Solarino et al. (2018)* montrent une topologie plus complexe de la croûte (Fig. 1.27).

Ce modèle confirme la présence du panneau plongeant européen (régions d, e puis c, Fig. 1.27), ainsi que celle du corps d'Ivrée (région a, Fig. 1.27). Il se situe sous le massif de Dora-Maira et est visible de part et d'autre du profil, même s'il devient plus flou vers le Nord

(Solarino et al., 2018). Ce corps est caractérisé par des vitesses sismiques élevées (région a : $V_p \sim 7,5$ km/s et $V_p/V_s = 1,70$ à $1,72$, Fig. 1.27). Il est classiquement interprété comme du manteau supérieur adriatique (Nicolas et al., 1990 ; Kissling, 1993 ; Paul et al., 2001 ; Scafidi et al., 2009), exhumé à faible profondeur crustale pendant le rifting téthysien (Manatschal et Bernoulli, 1999 ; Malusà et al., 2015).

Ce modèle montre une topologie plus précise de la croûte que le modèle de fonctions-récepteur (Zhao et al., 2015), bien que l'avant pays européen et la plaine du Pô ne soient pas bien imagés (Fig. 1. 26). Dans celui-ci la croûte européenne a une épaisseur d'environ 40 km, sous le Front Pennique (FPF, Fig.1. 26A), et la croûte adriatique est proche de 50 km, sous la faille de Villalernia-Varzi (VVF, Fig.1. 26A). La croûte supérieure se distingue de la croûte inférieure par des valeurs de V_p inférieures à 6 km/s (zones oranges/rouges, Fig.1. 26A) mais des variations de V_p/V_s sont localement observées (régions h, j, k, Fig.1. 26B). Ces régions (h, j) se situent de part et d'autre du massif de Dora Maira (DM, Fig.1. 26A) et juste sous le Front Pennique (région k, Fig.1. 26A). Enfin dans ce modèle, la structure du panneau plongeant débute par une portion d'affinité crustale aux V_p proches de 6,7 km/s (Fig.1. 26A). Le long de ce panneau, les valeurs augmentent jusqu'à $\sim 7,7$ km/s (région e, Fig.1. 26A) et ce, de part au d'autre de ce profil (Solarino et al., 2018), tandis que les valeurs du rapport V_p/V_s restent constantes ($\sim 1,70$, Fig.1. 26B). Néanmoins, la résolution reste limitée à 50 km de profondeur et une région de $V_p \sim 7,0$ à $7,5$ km/s et $V_p/V_s < 1,70$ (notée c en Fig.1. 26) est interprétée comme appartenant au coin mantellique mais son affiliation au panneau plongeant reste discutée. Le panneau plongeant est donc de moins en moins visible avec la profondeur, tant à travers le modèle en fonctions-récepteur (Fig.1. 25) que celui en tomographie des ondes P (Fig.1. 26), ce qui même s'ils ne sont pas indépendants l'un de l'autre, prouve au moins que ce n'est pas un artefact de traitement. Cette diminution d'intensité de conversion le long du Moho est interprétée comme l'éclogitisation de la croûte inférieure européenne à partir de 40 km (e.g. Malusà et al., 2021), générant une réduction du contraste de vitesse avec le manteau lithosphérique sus-jacent et sous-jacent.

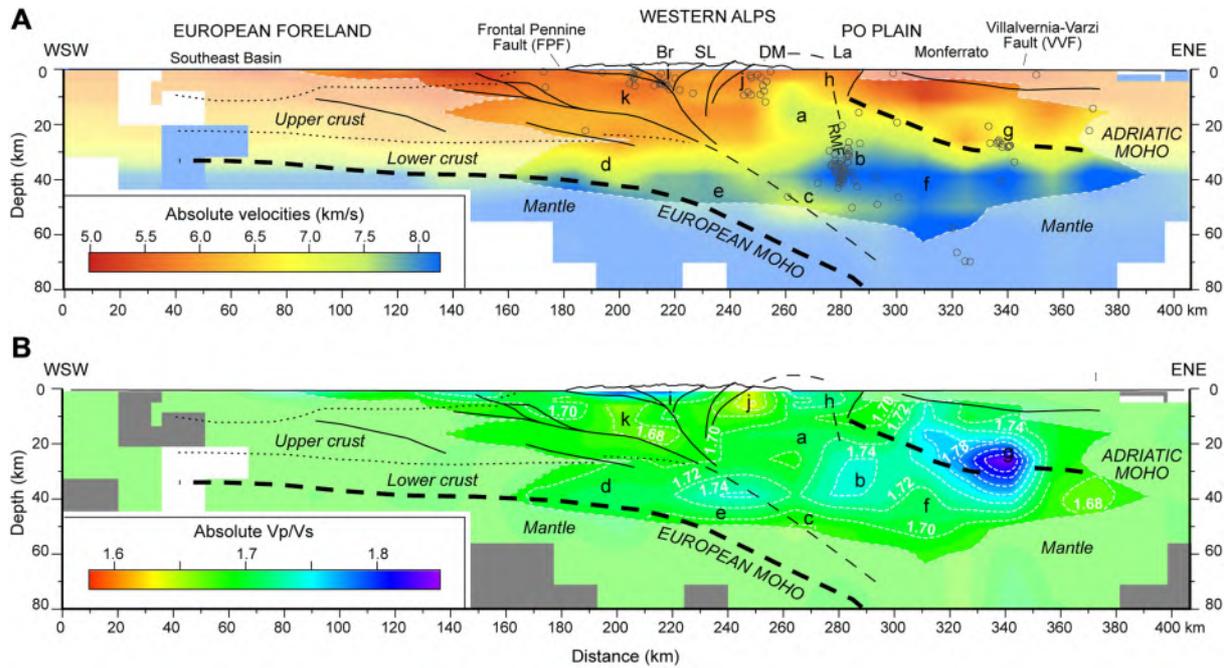


Figure 1.27 : Modèle tomographique de V_p le long du profil CFIALPS. A) Modèle en vitesses absolues des ondes P. Les zones dont la résolution n'est pas suffisante sont masquées. Les zones blanches ne sont pas échantillonnées. Les cercles noirs indiquent la sismicité. Les lignes noires et les textes font références aux interprétations issues de *Zhao et al. (2015)* et *Malusà et al. (2017)*. Les bandes jaunes mimant les mailles du modèle à 50 km de profondeur sous la lettre g sont des artefacts. B) Modèle de rapport de vitesses des ondes P sur celles des ondes S. Les lignes blanches en pointillés sont des isolignes de V_p/V_s égaux, les zones grises ne sont pas échantillonnées.

c) *Modèle de tomographie des ondes S à partir du bruit ambiant*

Le modèle en tomographie des ondes S à partir du bruit (*Nouibat et al., 2022, Fig. 1.28*), contraint encore mieux la structure de la croûte que celui des ondes P (*Fig. 1.27, Solarino et al., 2018*). Il permet également une visibilité du panneau plongeant jusqu'à 80 km de profondeur (*Fig. 1.28*). Le corps d'Ivrée est caractérisé par des valeurs de $V_s \sim 4,3$ km/s (zone au-dessus du n°3, *Fig. 1.28*) avec une géométrie légèrement différente de celle imagée par le modèle topographique des ondes P (*Fig. 1.27*). Les zones en dehors de la chaîne sont, elles aussi, mieux contraintes. La plaine du Pô présente une augmentation continue de V_s avec la profondeur (n°5, *Fig. 1.27*), tandis que la vallée du Rhône montre un profil perturbé avec des valeurs de V_s plus élevées (n°1, *Fig. 1.27*). Cette perturbation est sans doute associée au fossé rhodanien et à la proximité des volcans du Massif Central. Au sein de la croûte inférieure, caractérisée par des

$V_s \sim 3,4$ km/s, on observe des zones plus lentes ($\sim 3,3$ km/s, comme la croûte supérieure, n°6 Fig. 1. 27) non imagées dans les modèles précédents (Fig. 1.27). Des études suggèrent la présence de zones de cisaillement à la base de la croûte, dans laquelle les chevauchements frontaux viendraient s'enraciner (Solarino et al., 2018, Malusà et al., 2021). Enfin, la structure du panneau plongeant correspond à des $V_s \sim 4$ km/s à partir de 50 km de profondeur (Fig. 1.28). Avant 50 km, la partie superficielle du panneau plongeant montre des vitesses faibles ($\leq 3,7$ km/s, Fig. 1.28) et dessine un contraste de vitesse quasi-horizontale. Cette augmentation de vitesse autour de 40 km de profondeur au sein du panneau plongeant est associée à l'augmentation de vitesse dans le modèle de tomographie des ondes P (Fig. 1.27) et à la diminution d'intensité de conversion du Moho dans le modèle de fonctions-récepteur. L'interprétation de ce saut de propriétés fait l'objet du chapitre suivant.

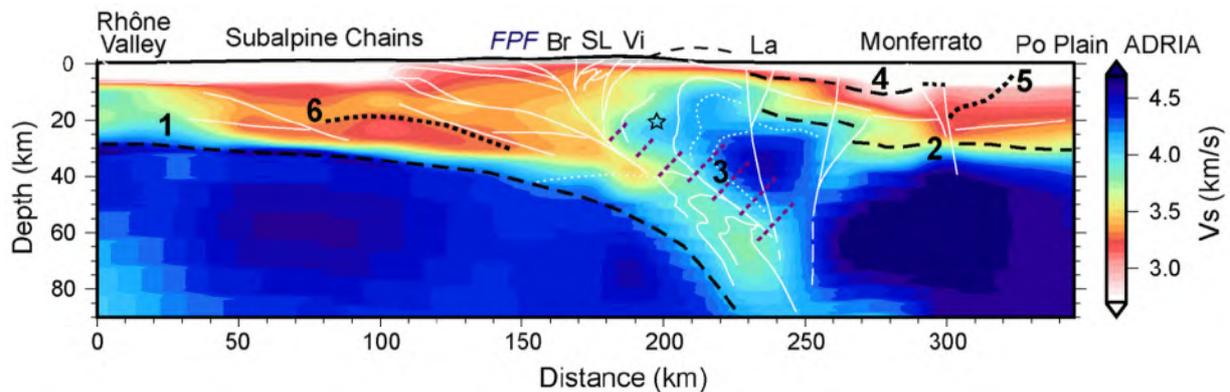


Figure 1.28 : Comparaison des modèles en profondeur le long du transect CIFALPS. Abréviations : Br : Briançonnais ; FPF : Front Pennique ; La : Lanzo ; SL : Schistes Lustrés ; Vi : Viso. Issue de (Paul et al. 2022)

Dans la suite du manuscrit, les modèles de fonctions-récepteur et de tomographie, présentés ci-dessus, seront considérés comme des « données » afin de les différencier des modèles synthétiques générés pendant cette thèse, auxquelles ils seront comparés.

Des changements de propriétés sont donc mis en évidence au sein du prime alpin. Ces images nous fournissent la preuve d'un changement des propriétés du sommet de la plaque européenne entre sa portion au front du prisme et sa portion pentée sous le prisme. Comment

sont interprétés ces changements de propriétés en termes de déformation ou de réactions métamorphiques ?

C. Différentes interprétations

La plupart des études se focalisent sur le corps d'Ivrée (*Malusà et al., 2021*), mais proposent également l'éclogitisation du panneau plongeant à 40 km (Fig. 1.29) pour expliquer sa faible réflectivité dans les modèles de fonctions-récepteur (Fig. 1.26). Pourtant, les grilles pétrogénétiques prédisent la réaction d'éclogitisation à plus grande profondeur (au-delà de 1,4 GPa, soit 42 km km, Fig. 1.30).

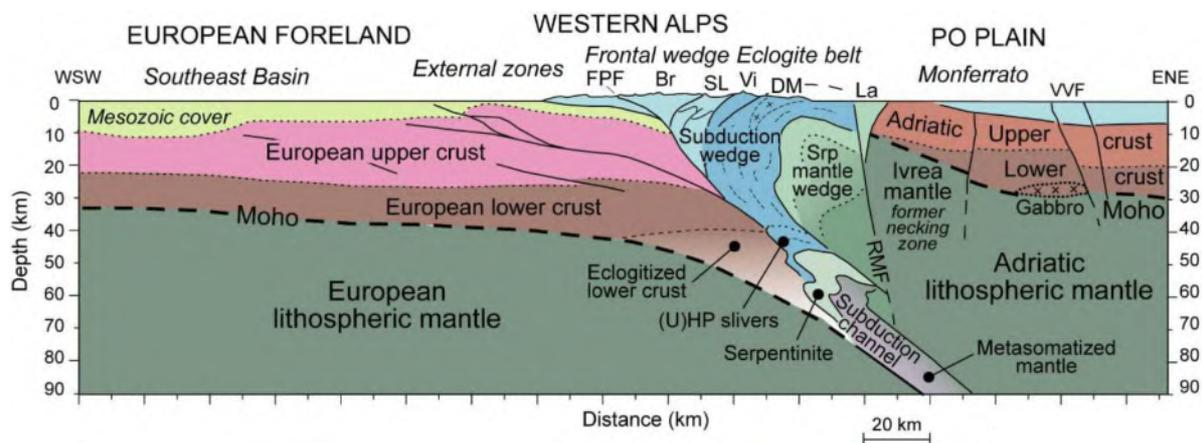


Figure 1.29 : Coupe interprétative à l'échelle lithosphérique du transect CIFALPS, basées sur des contraintes géophysiques (*Beller et al. 2018 ; Lyu et al, 2017 ; Malusà et al. 2017 ; Salimbeni et al. 2018 ; Solarino et al. 2018 ; Zhao et al. 2015, 2016b, 2020*). Acronymes : Br, Briançonnais ; FPF, Front Pennique ; LA, Lanzo ; SL, Schistes Lustrés ; Vi, Viso ; VVF, Faille Villalvernia Varzi. Issue de *Malusà et al. (2021)*.

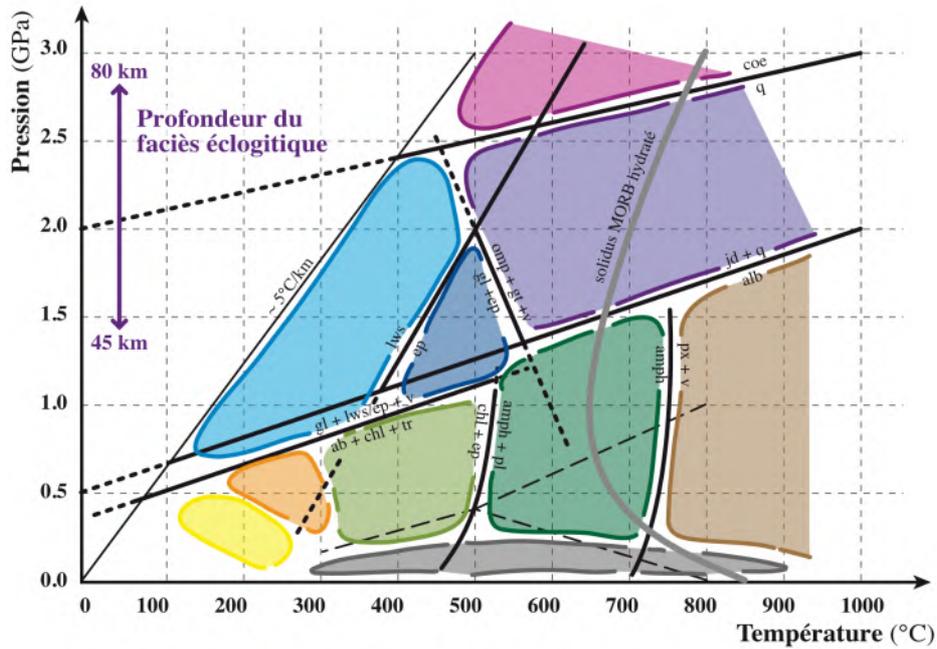


Figure 1.30 : Diagramme des faciès métamorphiques pour les métapélites et les metabasites. Modifiée de cours de master de L. Labrousse.

La dépendance des fonctions-récepteur aux back-azimuths peut être un effet du pendage (dont l'explication est donné au chapitre 4) mais aussi d'une part d'anisotropie dans les propriétés sismiques du panneau plongeant (*Shiomi and Park, 2008*). Une étude en décomposition harmonique a été menée (*Salimbeni et al. 2021, Fig. 1.31*), dont le principe est expliqué au chapitre 4. Celle-ci n'image pas le panneau plongeant en profondeur mais démontre bien cependant l'anisotropie imagée dans le corps d'Ivrée, interprétée comme la présence de matériaux métamorphisés et/ou hydratés (serpentinites par exemple).

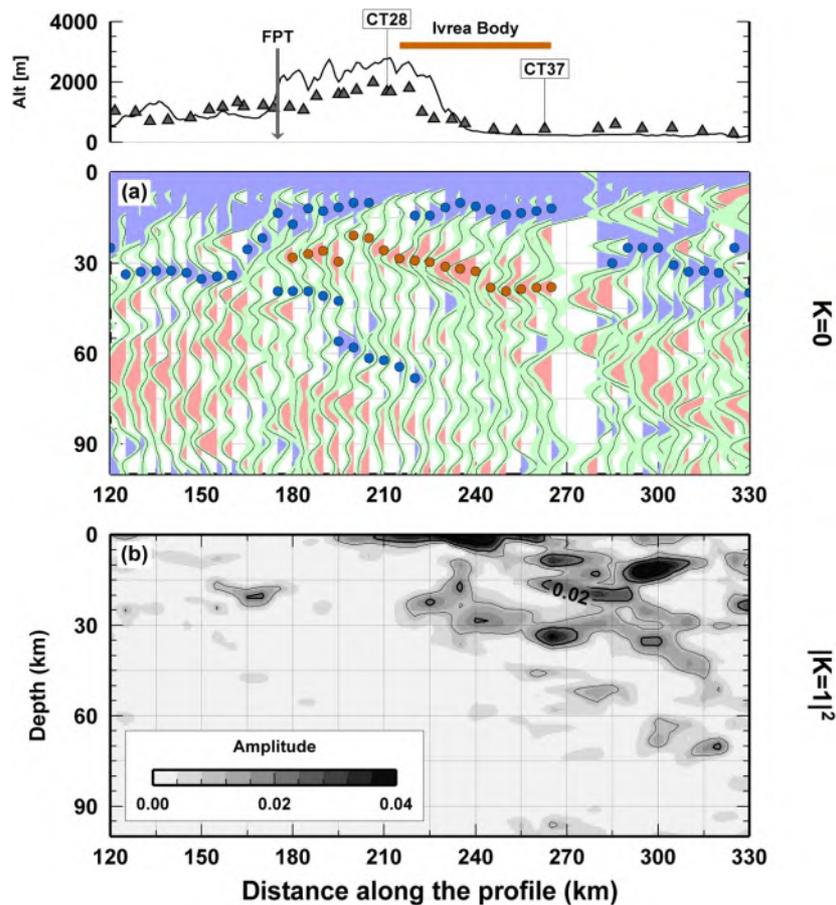


Figure 1.31 : Mise en évidence d'un matériel fortement anisotrope dans le corps d'Ivrée (5 à 50km de profondeur). Ce corps est démarqué par une conversion négative inclinée à sa base (interface de subduction) et une conversion positive horizontale au sommet (Moho adriatique). Modifiée d'après *Salimbeni et al. (2021)*.

Le changement d'aspect des conversions observées et associées au panneau plongeant en fonction de back-azimuth le long du profil CICALPS n'est donc pas expliqué à partir de cette étude. Il est probable également que la forte anisotropie du coin mantellique cache l'anisotropie plus faible du panneau plongeant. L'échelle en $(k=1)^2$ de la figure 1.30 a en outre pour effet d'écraser les valeurs proches de 0.

Se focaliser sur les conversions profondes seulement et station par station, et non par un traitement générique de l'ensemble des données, est donc nécessaire si on veut y déceler un effet des transformations minéralogiques du panneau plongeant.

D. Compilations de propriétés sismiques incomplètes

Plusieurs compilations de propriétés sismiques de roches de la croûte ont été effectuées au cours des dernières années (par exemple *Rudnick et Fountain, 1995 ; Rudnick et Gao, 2003 ; Lloyd et al. 2011 ; Malusà et al., 2021*). Par exemple, *Malusà et al. (2021)* recensent les vitesses des ondes P et S mesurées en laboratoire, pour les roches emblématiques (Fig.1.31A). Cependant, il n'est pas fait mention de granulites et encore moins d'éclogites felsiques. Ces compilations montrent toutes que l'augmentation des proportions de ferro-magnésiens et du grade métamorphique va de pair avec une augmentation de la vitesse sismique des ondes P (Fig. 1.32A).

A l'échelle globale, la croûte continentale inférieure est souvent considérée comme basique (*Rudnick et Fountain, 1995 ; Lloyd et al., 2011*), donc de vitesse de propagation élevée. Sa signature sismologique dépend ainsi de son faciès d'équilibre. Équilibrée dans le faciès des éclogites, on attend des vitesses de propagation de l'ordre de 8,6 km/s pour les ondes P et 4,9 km/s pour les ondes S (*Bascou et al. 2001*). Dans les Alpes, il semble que la gamme de vitesses atteintes soit en-dessous de ces valeurs. On peut donc proposer que la croûte soit de chimie différente (par exemple, felsique), ou qu'elle soit équilibrée dans un faciès différent (par exemple, les amphibolites).

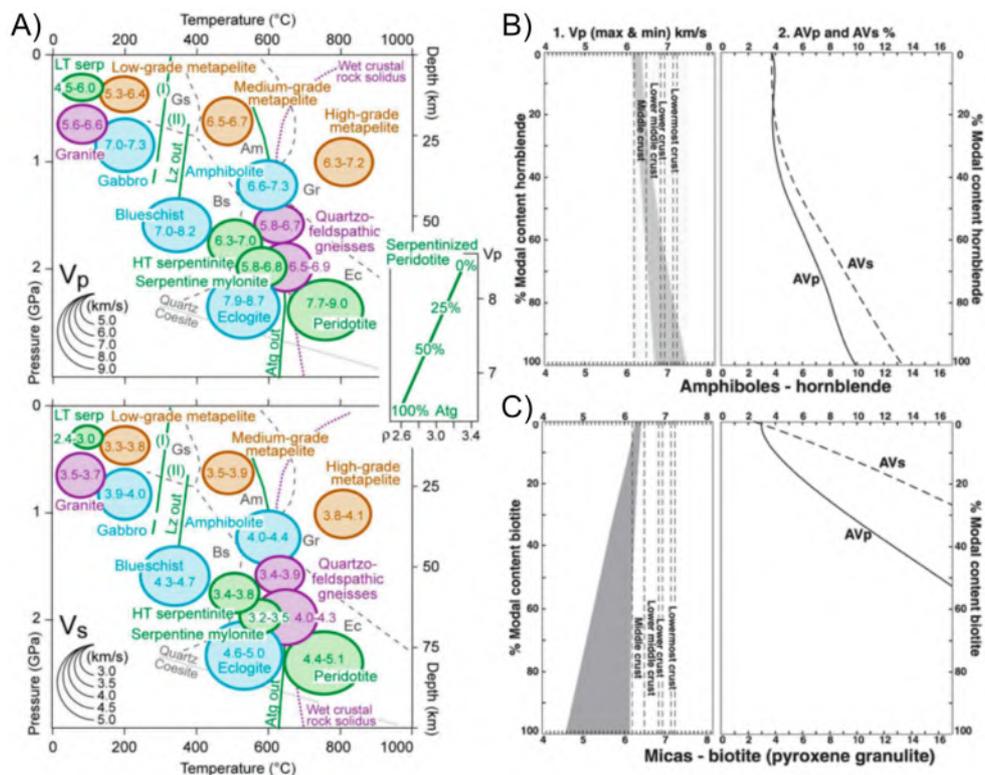


Figure 1.32 : Propriétés sismiques pour différents types de roches, éventuellement impliquées dans la croûte continentale moyenne et inférieure. A) V_p et V_s (km/s) mesurés dans des conditions ambiantes (Malusà *et al.*, 2021). La taille des ellipses est proportionnelle aux vitesses sismiques maximales et minimales ; l'emplacement des ellipses dépend de la gamme de pression-température à l'équilibre pour chaque type de roche. Serpentinites mylonitisées plus ou moins métamorphiques (Watanabe *et al.*, 2011), péridotites (Khazanehdari *et al.*, 2000 et Pera *et al.*, 2003), gabbros du faciès des schistes bleus (Bezacier *et al.*, 2010), du faciès éclogitique (Bezacier *et al.*, 2010) et amphibolitique (Brownlee *et al.*, 2011), granites (Rudnick et Fountain, 1995 et Khazanehdari *et al.*, 2000), gneiss quartzo-felspathiques (Kern *et al.*, 2002 et Brownlee *et al.*, 2011) et métapélites plus ou moins métamorphosées (Ji *et al.*, 2015; Khazanehdari *et al.*, 2000; Weiss *et al.*, 1999) B) Propriétés sismiques des amphiboles provenant d'un dyke mafique (Lloyd *et al.*, 2011). D) Propriétés sismiques d'une granulite à pyroxène contenant de la biotite (Lloyd *et al.*, 2011). Les gammes typiques de V_p (lignes en pointillés) pour différentes parties de la croûte moyenne à inférieure, telles que suggérées par Rudnick et Fountain (1995), sont également représentées.

Ces catalogues de vitesses sismiques nous fournissent donc, déjà un ordre de grandeur des variations de propriétés sismiques attendues au sein d'une même lithologie et de la croûte, bien que teneur en eau, fusion partielle ou fabrication des roches peuvent les modifier. L'étape supplémentaire est de déterminer, en autres : (i) les champs de stabilité de phases minérales observables à l'échelle des images géophysiques (ii) les épaisseurs de couches, et les contrastes de vitesses associés, nécessaires pour être détectés comme de l'hétérogénéité et non comme de l'anisotropie ; (iii) le degré de déformation et l'épaisseur des zones de cisaillement pour qu'elles soient perçues.

VI. Objectifs de la thèse et contenu du manuscrit

Interpréter les images tomographiques des ondes S en termes de transformations minéralogiques fait l'objet du chapitre 1, sous forme d'un article accepté dans la revue *G-cubed* (*Geochemistry, Geophysics, Geosystems*).

L'approche expérimentale qui consiste à estimer l'anisotropie des roches analogues à différentes échelles fait l'objet du chapitre 2.

S'en suit, chapitre 3, une décomposition harmonique des fonctions-récepteur, qui tente d'y détecter l'anisotropie du panneau plongeant.

Ce manuscrit se termine par une discussion qui regroupe les principales conclusions de cette étude pour y définir les propriétés sismiques d'un front de transformation. Cette discussion aborde également l'impact de la cinétique des réactions sur leur signature géophysique, en proposant une approche numérique préliminaire.

Chapitre 1

**Évaluation des propriétés chimiques et
minéralogiques du panneau plongeant alpin, sur la
base d'analogues de terrain et de tomographie du
bruit ambiant**

Sommaire

Key Points.....	80
Abstract.....	80
Plain Language Summary	81
I. Introduction.....	81
II. Seismic velocities of the Alpine slab along the CIFALPS transect	83
III. Sampling strategy	86
A. Basement not buried during the Alpine orogeny	86
1. The External Crystalline Massif	86
2. The Gruf complex	86
3. The Adriatic lower crust, Ivrea Zone.....	87
B. HP analogues.....	87
1. Monte Mucrone, Sesia Zone	87
2. Rocca Canavese Zone	87
3. Gran Paradiso - Schistes Lustrés contact.....	88
4. Continental slivers from Corsica.....	88
IV. Approach and methods	89
1. From bulk chemistry to PT velocity map	89
2. Bulk chemical composition.....	89
3. Thermodynamic modelling.....	90
4. Seismic properties modelling within a PT domain	90
5. Seismic properties along PT profiles	91
V. Results.....	92
A. Sample description	92
B. Bulk chemical composition of rocks and choice of representative analysis.....	93
C. Evolution of S-wave velocity along PT profiles	94
1. From mineral phase maps to S-wave velocity maps	94
2. S-wave velocity along subduction or collision PT profile.....	99
3. Impact of water content on S-wave velocity.....	100
VI. Discussion	101

A.	Comparison between seismic velocities from geophysical data and calculated S-wave velocities	101
1.	A poorly reacted felsic to intermediate crustal slab down to 70 km.....	101
2.	Shallow velocity step: the seismic signature of a granulites facies continental crust?	102
3.	Seismic signature of a thermally re-equilibrated slab	103
4.	Role of anisotropy in seismic velocity calculations.....	104
B.	Implications for present-day thermal state of the Alpine slab.....	107
C.	Possible effects of incomplete reactions	109
D.	Implications for other seismic imaging results	109
VII.	Conclusion.....	110

Avant-propos

Dans ce chapitre, nous calculons l'impact des transformations minéralogiques sur les vitesses sismiques bulk des roches, que nous comparons à un saut de vitesse au sein du panneau plongeant, mis en évidence dans le modèle tomographique de *Nouibat et al., 2022*.

Les transformations minéralogiques attendues en fonction de la pression et de la température sont estimées à partir de grilles pétrogénétiques, indiquant le domaine de stabilité des différents assemblages minéralogiques, selon une composition chimique donnée. La composition chimique bulk des échantillons est issue de mesures ICP-OES que nous avons réalisées. Les grilles pétrogénétiques sont calculées à l'aide du logiciel THERIAK/DOMINO (*de Capitani and Petrakakis, 2010*). Nous avons ensuite traduit ces grilles pétrogénétiques en grilles de vitesse sismique, à partir des propriétés élastiques des minéraux (base de données de *Abers et Hacker, 2016*). Le même exercice peut être réalisé directement par le logiciel thermodynamique Perple_X (*Connolly 1990, 2009*) mais ne permet pas de faire ce calcul en dehors des pressions et températures d'équilibre et peut s'apparenter à une « boîte noire », notamment sur les phases minéralogiques considérées dans le calcul. Au sein des assemblages minéralogiques prédit par la thermodynamique, nous ne disposons pas des propriétés élastiques de toutes les phases. Ne pas utiliser le logiciel Perple_X, permet de faire le choix pour chaque cas, de ne pas considérer la phase ou de la convertir en une autre, par exemple une moyenne pondérée entre deux pôles purs pour une solution solide.

Assessing chemical and mineralogical properties of the Alpine slab based on field analogues and ambient noise tomography.

M. Sonnet¹, L. Labrousse¹, J. Bascou², A. Plunder³, A. Nouibat⁴ and A. Paul⁴

¹ Sorbonne Université, ISTeP, UMR 7193, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris, Cedex 05, France.

² Université Jean Monnet, CNRS, LGL-TPE UMR5276, F-42023, Saint-Etienne, France

³ BRGM, F-45060 Orléans, France.

⁴ Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, IRD, UGE, ISTerre, 38000 Grenoble, France.

Corresponding author: Manon Sonnet (manon.sonnet@sorbonne-universite.fr).

Key Points

- The lower crustal top of the European Alpine slab is mostly constituted of felsic to intermediate rocks.
- The hydrated rocks transformation into HP granulites along a collision gradient reproduces the slab tomographic velocity increase at 30 km.
- The often-supposed eclogitization produces velocities that are significantly higher than the crustal top of the European Alpine slab.

Abstract

Recent geophysical campaigns in the Alps produce images with seismic properties variations along the slab of sufficiently fine resolution to be interpreted as rock transformations. Since the reacting European lower crust is presumed responsible for the variations of velocities at the top of the Alpine slab, we sampled local analogues of the lower crustal lithologies in the field and modelled the evolution of equilibrium seismic properties during burial, along possible pressure-temperature paths for the crustal portion of the slab. The results are then compared to the range of the S-wave velocities obtained by the S-wave velocity tomography model along the CIFALPS transect. The velocity increase from 25 to 45 km within the slab, in the tomographic model is best reproduced by the transformation of specific lithologies in the high-pressure granulite facies along a collisional gradient (30°C/km). Although the crust is certainly not completely homogeneous, the best candidates for the rocks that make up the top of the Alpine dip crustal panel are a kinzigite from Monte San Petrone, a gneiss from the Insubric line and a blueschist mylonite from Canavese. While they may not represent the entirety of the crust, they are sufficient to explain the tomographic velocity of the Alpine slab. A lateral lithological

contrast inherited from the Variscan orogeny is not required. Eclogitization, suggested as the first-order transformation in convergence zones, could be a second-order transformation in collisional wedges. These results also imply a partially re-equilibrated thermal gradient, consistent with the Alpine thermal state data at depth.

Plain Language Summary

Tomography, i.e. imaging of deep geological structures based on seismic waves travel time anomalies, is now so sensitive that it allows us to see changes in the properties of rocks buried at depth beneath mountain belts. In the Alps, the European plate is imaged down to 80 km and shows a sharp velocity increase close to 30 km depth. By calculating the bulk seismic wave velocities on exhumed analogues sampled throughout the Western Alps, the present study proposes to interpret the velocity jump as the consequence of the transformation of the European lower crust from amphibolite to granulite (the high-temperature metamorphic rocks produced during a collision) rather than the usually admitted transformation to eclogite (the higher pressure metamorphic rocks produced during subduction). This has implications regards to the present-day thermal structure of the Alps: the Western Alps are not a frozen subduction zone but a collision zone exposing subduction-related rocks and structures at the surface only

I. Introduction

These last years the resolution and accuracy of geophysical images has improved, especially with the development of high-resolution large-scale projects in Europe such as AlpArray (with over 600 broadband stations spacing at less than 52 km, Hetényi et al., 2018) or IberArray (with 130 broadband, Chevrot et al., 2014). They have produced detailed images showing lateral variations of seismic properties in wedges and beneath, that can be interpreted as variations of petrophysical properties, resulting from crustal and mantle deformation and/or metamorphism (Rondenay et al., 2008).

These lithology transformations have been recognized in several orogens (e.g., Zhang et al., 2014 ; Zhao et al., 2015 ; Solarino et al., 2018 ; Hetényi et al., 2018). In the Himalayas, the seismic signature of the upper plate Moho in the receiver functions varies with the back-azimuth (Nábělek et al., 2005). This variation is interpreted as the evidence of a 10 km thick anisotropic mica-bearing shear zone at the top of the under-plated Indian lower crust (Schulte-Pelkum et al., 2005; Nábělek et al., 2009; Zhang et al., 2014). Reaction kinetics have also been involved to explain deeper features. In the Himalayas, the comparison between density models

and the gravimetric data reveals that eclogitization of the Indian lower crust is delayed until the first dehydration reactions of the underlying mantle occur (Hetényi et al., 2021). These interpretations are not limited to large active convergent plate boundaries. In the Alps, current studies (Zhao et al., 2015, Paul et al., 2021, Hetényi et al., 2018) provide geophysical images of sufficiently high resolution to allow this same effort of interpretation (25 x 25 x 15 km for the Vp crustal structure, Diehl et al. (2009), or up to 15 x 15 x ~10 km, Solarino et al. (2018)). In the Alps, the metamorphic transitions (e.g., blueschist to eclogite) are likely to be imaged by tomography because they occur as sharp to tens of kilometre-wide boundaries (e.g., the LT to the HT blueschist-facies transition in the Schistes Lustrés unit, Herviou et al., 2022).

The interpretation of these images and the determination of the rocks composing the crustal top of the Alpine panel require independent knowledge of the seismic velocities of the rocks potentially involved. Several worldwide databases of crustal rocks seismic properties exist in the literature (e.g., Barruol and Mainprice 1993, Rudnick and Fountain 1995; Rudnick and Gao 2003; Lloyd et al., 2011) and were recently used in the Alps (Malusà et al., 2021). Yet, the exact position of metamorphic transitions and associated velocity contrasts strongly depends on the chemical composition of rocks (e.g. Almqvist and Mainprice., 2017). The use of generic databases is hence an oversimplification that only gives first-order insights. We, therefore, need studies based on local analogues to refine our interpretations. To this end, it is crucial to build a regional catalogue of quantified seismic properties, considering chemistry, pressure, temperature and metamorphic equilibration. The existence of such a catalogue would be a precious tool to detect and identify the reaction fronts and infer the most probable lithologies constituting the crustal top of the Alpine slab at depth.

Initial interpretations of the NRP-20 WEST and ECORS CROP profiles proposed a duplex of lower crust beneath the internal Alps (Schmid and Kissling., 2000). The reinterpretation of the same transects in the light of new tomography results (Diehl et al., 2009), did not confirm such a duplex (Schmid et al., 2017). Thus, although this idea is not new (Marchant and Stampfli, 1997), the most recent interpretations consider that the European lower crust does not significantly participate in the crustal wedge formation and must therefore remain part of the down-going slab. Furthermore, balanced cross-sections through the Western Alps indicate a shortening of up to 66 km (Bellahsen et al., 2014). This shortening is consistent with a collision wedge composed mostly of upper crust. Finally, there is no evidence of a continuous unit derived from the European lower crust at the surface (Schmid et al., 2004), such as the Sesia Zone for the Adriatic plate. Hence, the European lower crust is probably responsible for

the strong visible wave conversions along the slab (e.g., Zhao et al., 2015; Nouibat et al., 2022). The presence of a large body of serpentinites in the subduction channel, metasomatised mantle peridotites and eclogitized lower crust have also been suggested in the interpretation of CIFALPS seismic images (Zhao et al., 2020; Malusà et al., 2021). A way to elaborate on this hypothesis of a lower crust component at the top of the subducted slab is to find disseminated outcrops of analogues of the lower crust in the field and model the evolution of their seismic properties during burial and metamorphic equilibrations. “Lower crust” is here understood in the sense of “lower crustal level” and not in the geochemical sense as in most global reviews of crustal composition (Rudnick and Fountain, 1995; Rudnick and Gao, 2003; Lloyd et al., 2011).

This study aims to critically assess the Alpine rocks as local analogues of crustal units of the subducted Alpine panel. The evolution of seismic properties of equilibrium rocks during burial, i.e. along possible P-T trajectories for the slab, is predictable based on the evolution of its mineralogical assemblage and the thermoelastic parameters of each mineral (e.g. Almqvist and Mainprice., 2017). . This provides the evolution of the isotropic component of the velocity tensor with depth. The obtained results are then compared to the seismic S-wave velocities from the tomographic model of Nouibat et al. (2022), along the CIFALPS profile, for which not only the V_s values but also their uncertainties are available. We discuss the results with emphasis on the interpretation of the velocity increase before 50 km depth within the crustal top of the slab as due to the presence of felsic to intermediate subject to progressive granulite-facies imprint. The implications for the evolution of the Alpine thermal state since the end of subduction are also discussed.

II. Seismic velocities of the Alpine slab along the CIFALPS transect

Along the CIFALPS transects, imaged at a resolution of 7 x 5-10 km in the horizontal direction and 0.2 km in the vertical direction (Zhao et al., 2015; Paul et al., 2022), the top of the European dipping slab appears connected to the European lower crust in P-wave to S-wave conversion models. Along the same transect, tomographic models, whose data are independent of the receiver functions, also show the same, in (i) P-wave tomography modelling, with a horizontal resolution of 20 km and a vertical resolution of 2-3 km (Solarino et al., 2018), and in (ii) S-wave tomography model from ambient noise, with a horizontal resolution of 15 km and a vertical resolution of 1-4 km in the crust to 5-10 km in the mantle (Nouibat et al., 2022). Moreover, for the first time, this latter S-wave tomography model provides not only the

velocities but also the uncertainties (from 0.15 to 0.20 km/s) associated with the group velocities, allowing critical geological interpretations. It is indeed possible to assess whether velocity variations resulting from rock transformations during burial lay within the model uncertainty or not. For this purpose, in the S-wave ambient noise tomography model (Fig. 1, Nouibat et al., 2022), S-wave velocity curves as a function of depth were extracted along the CIFALPS transect from 2 areas: (area A) at the front of the mountain belt, in the foreland (Figs. 1 and 2), as representative of the European plate, and (area B) within the mountain belt, along the plunging slab defined based on receiver-functions analyses (Figs. 1 and 2).

The profile of the European plate corresponds to the data at 15 km from the western end of the transect. Consideration of the probabilistic uncertainty of the S-wave tomographic model for each pixel allows to obtain ranges of possible seismic velocities for different domains across the chain. The uncertainty profile (Fig. 1c) shows that the resolution is highest at velocity contrasts, such as the European Moho, which correspond to a standard error close to 2% (Fig. 1c). Within the dipping panel, the velocity contrasts shallower than 50 km are better constrained than deeper (4% versus 6 or 7%, Fig. 1c). At mantle depths (i.e., using the geophysical Moho as 4.3 km/s velocity contour), European seismic velocities are $4.4 \text{ km/s} \pm 0.2 \text{ km/s}$ (Fig. 2). At crustal depths, velocity profile reaches 3.8 km/s at 20 km depth (Fig. 2). Along the plunging slab, seismic velocities are lower than those in the European lower crust at the front of the mountain belt, i.e., mostly lower than 4.0 km/s (Fig. 2). At the same depth, the velocity therefore decreases from the front of the belt to the slab. Since the slab dipping is continuous (as shown in the receiver function model of Zhao et al., 2015, Fig. 1a), this decrease is evidence of probable crustal transformations (deformation and/or metamorphism of the crust). From 20 to 50 km depth, seismic velocity increases rapidly from 3.3 km/s to 3.9 km/s, which is beyond the resolution within the dipping slab ($\pm 0.2 \text{ km/s}$, Figs. 1c and 2). A decrease is computed between 50 and 65 km depth, and then a second increase from 65 to 80 km appears but with a lesser confidence value ($\pm 0.4 \text{ km/s}$, Figs. 1c and 2).

In this prospect, the European slab is finally characterized by two successive velocity steps: a well-defined first one at shallower depth (25 to 45 km) and possibly a deeper and less marked one. The present paper mainly focuses on the significance of the shallowest and best defined velocity step.

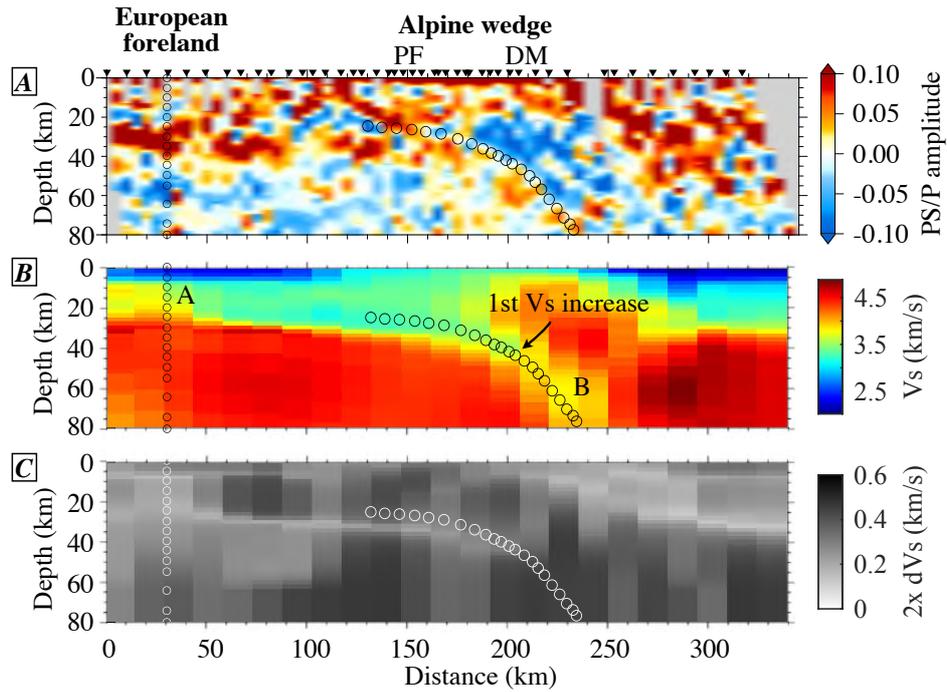


Figure 1: Location of representative depth velocities profile on CIFALPS transect (a) CCP receiver-function stack, (b) S-wave velocities tomography (data Nouibat et al., 2022) and (c) the associated uncertainties, for (A) the European plate at the front of the mountain belt and (B) the Alpine slab beneath the mountain range. Abbreviations: DM: Dora Maira, PF: Penninic Front.

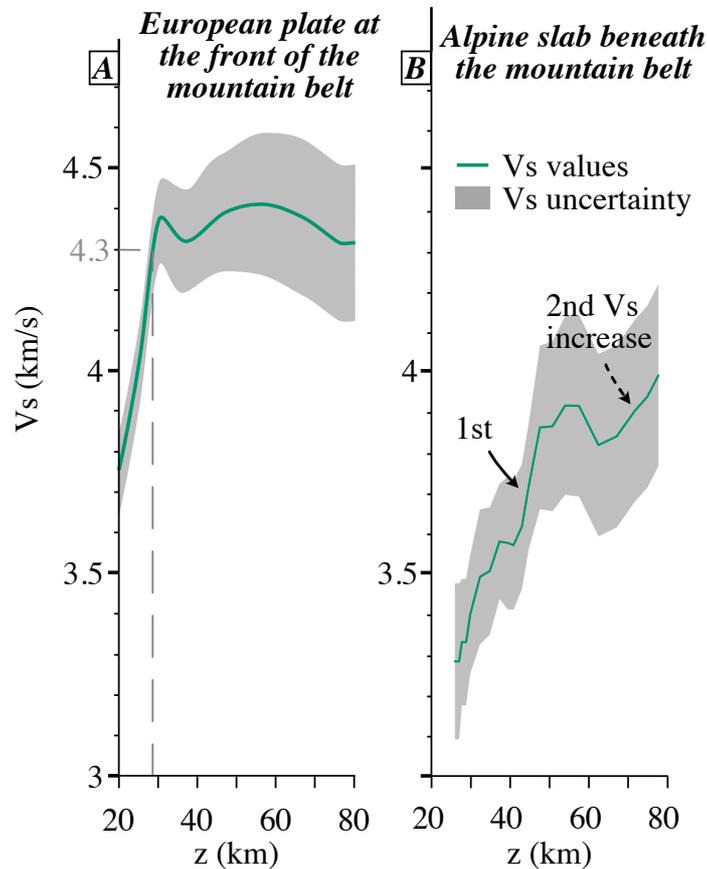


Figure 2: S-wave velocity profiles as a function of depth, in the European plate (A) and along the Alpine slab (B), extracted from the tomographic CIFALPS transect (Fig. 1). The geophysical Moho corresponds to the velocity contour 4.3 km/s, selected by Nouibat et al. (2022) as the best Moho proxy for European crust out of the Alpine wedge.

III. Sampling strategy

Assuming a crustal part of the slab made of lower crustal rocks, and searching outcropping analogues, the rare field occurrences of the European lower crust can be classified in three different rock types. First, we sampled rocks in the external zone considered as unmodified or slightly modified basement, (i.e., with no record of Alpine subduction, and therefore close to the post-variscan protolith of the European margin basement). We also sampled rocks from the internal zone, which have undergone significant burial. They represent buried metastable or reacted continental crust. Finally, we sampled rocks from the Adriatic plate, as mirror analogues of the European margin, since the Adriatic lower crust can be considered as a remnant of the conjugate margin of the European crust (Manzotti et al., 2014). In addition to field analogues of the lower crust, we also sampled the rocks juxtaposed to them along supposedly deep contacts.

A. Basement not buried during the Alpine orogeny

1. The External Crystalline Massif

The External Crystalline Massifs (ECM, Fig. 3) constitute the upper to mid-crustal level of the ancient European margin (e.g., Bellanger et al., 2015; Bellahsen et al., 2012). Within these massifs, the metric-scale interbedded mafic rocks recorded high-pressure metamorphism in the Middle Carboniferous (Fréville et al., 2022). These massifs were exhumed during the formation of the Alpine accretionary wedge (Oligo-Miocene, 34 to 5 Ma, Bellahsen et al., 2014). They constitute good analogues for the unmodified basement of the pre-Alpine European margin. The mafic intercalations sampled (Fig. 3), include amphibolites and retrogressed eclogites expected to be also present in the lower crust.

2. The Gruf complex

The Gruf complex is located south-east of the Lepontine Dome (Fig. 3) and north of the Insubric line. It consists of migmatitic orthogneiss (including granulites), paragneiss and micaschists and associated leucogranite (Galli et al., 2011; Mintrone et al., 2022). The age of their ultra-high temperature (UHT) peak is debated and could be Permian, Alpine, or both (Galli et al., 2012, Schmitz et al., 2009, Nicollet et al., 2018). These rocks constitute anyhow relics of

the lower crust. Representative biotite orthogneiss, deformed leucogranite and charnockite of the Gruf Complex have been sampled.

3. The Adriatic lower crust, Ivrea Zone

The Ivrea-Verbano Zone (IVZ, Fig. 3) preserves a continuous section through the Adriatic Permian lower continental crust (e.g., Boriani et al., 1990; Handy et al., 1999; Zingg et al., 1990), separated from the accreted distal Adriatic margin and Penninic domains of the Western and Central Alps by the Insubric Line. The IVZ is subdivided into two major units, the Kinzigite Formation and the Mafic Complex. The first, dominated by amphibolite- to granulite-facies metapelites (e.g., Quick et al., 2003; Redler et al., 2013), was metamorphosed during Variscan orogeny (316 +/- 3Ma, Ewing et al., 2013). The second, dominated by gabbroic, and dioritic intrusive complexes, generated a contact metamorphism affecting only the first kilometers around them (e.g., Redler et al., 2012). Sampling was carried out along the Val Sesia and Val Mastallone in both the Mafic Complex and the Kinzigite Formation. We collected metabasite, garnet-bearing metagabbro, granite, and mylonitic paragneiss.

B. HP analogues

1. Monte Mucrone, Sesia Zone

The Sesia Zone (SZ) is the largest exposed unit of Adriatic continental crust in the Western Alps (e.g., Compagnoni, 1977; Pognante 1991; Roda et al., 2012; Fig. 3). It is part of the distal continental margin of the Adriatic plate (e.g., Dal Piaz 2001; Babist et al., 2006, Manzotti et al., 2014). The SZ is composed of three basement nappes (Gneiss Minuti Complex, Eclogitic Micaschists Complex, and II Dioritic-kinzigitic Zone) that were individualized during subduction in the Late Cretaceous (65-80 Ma) at different conditions, from 1 to 2.5 GPa and from 500 to 625°C (e.g., Roda et al., 2012). The protoliths are high-grade paragneiss equilibrated in the granulite- and amphibolite-facies and minor marbles and quartzites, intruded by Permian granitoids and gabbros (e.g., Çenki-Tok et al., 2001, Zucali et al., 2011). Metagranite, glaucophane-bearing eclogite, granodiorite and gneiss were sampled in the Monte Mucrone massif as pieces of continental crust involved in the Alpine subduction.

2. Rocca Canavese Zone

Within the SZ, the Rocca Canavese Thrust Sheet (RCT, Fig. 3) is a distinct metamorphic unit, located along the southern edge of the Insubric Line. It is characterized by a mélange of mantle and crustal lithologies (metapelites, metagranitoids, metabasics and serpentinites, Roda

et al., 2020). The block-in-matrix arrangement, lithological mixing and contrasted PT-time paths, suggest that mixing occurred at LP during subduction (Roda et al., 2018). The sequence sampled along the Lanzo-Canavese contact includes serpentinites, blueschist facies mylonites and biotite gneiss (Fig. 3). We also sampled serpentinites as such lithology has been proposed as a component of the Alpine subduction channel (e.g., Zhao et al., 2020; Malusà et al., 2021).

3. Gran Paradiso - Schistes Lustrés contact

Rocks along the Gran Paradiso (GP) - Schistes Lustrés (SL) boundary were sampled as representative of the top contact of a continental crust panel. Paragneiss, orthogneiss and internal Briançonnais units make up the Gran Paradiso (e.g., Le Bayon et al., 2006) and form a tectonic window within the SL. The latter are composed of oceanic crustal fragments (metagabbros and metabasalts) and mantle rocks associated with marine metasediments of Jurassic to Cretaceous age (Deville, 1987). The continental units of the GP and the lower part of the SL were buried down to the eclogite facies (2.0 GPa and 500°C for the GP and 2.2 ± 0.2 GPa, 480 ± 30 °C for the SL; Le Bayon et al., 2006; Plunder et al., 2012). In order to assess the signature of such a lithological contrast in seismic imaging, we sampled metabasites and micaschist from the SL and mylonitic gneiss and chlorite-bearing schist from the GP.

4. Continental slivers from Corsica

The Alpine part of Corsica includes the SL unit, consisting of Tethyan ophiolite, metasedimentary cover rocks as well as some continent-derived slivers (e.g., Caron et Delcey, 1979; Fournier et al., 1991), with metamorphic conditions ranging from sub-greenschist to lawsonite-eclogite facies (e.g., Vitale Brovarone et al., 2011). Several of these slivers (e.g., Farinole or San Petrone units) are interpreted as slices individualized during the Alpine convergence (e.g., Jolivet et al., 1990; Fournier et al., 1991; Lahondère, 1999) or as « continental extensional allochthons », related to the opening of the Tethys (Vitale Brovarone et al., 2011; Meresse et al., 2012). Relics of pre-Alpine granulite facies metamorphism are preserved in them (Martin et al., 2011). This metamorphism is interpreted as related to late Variscan extension (Vavra et al., 1999). We collected samples of kinzigites (metapelitic gneiss that underwent granulite facies metamorphism) as well as foliated and unfoliated metagabbros from the San Petrone and Farinole unit (Fig. 3).

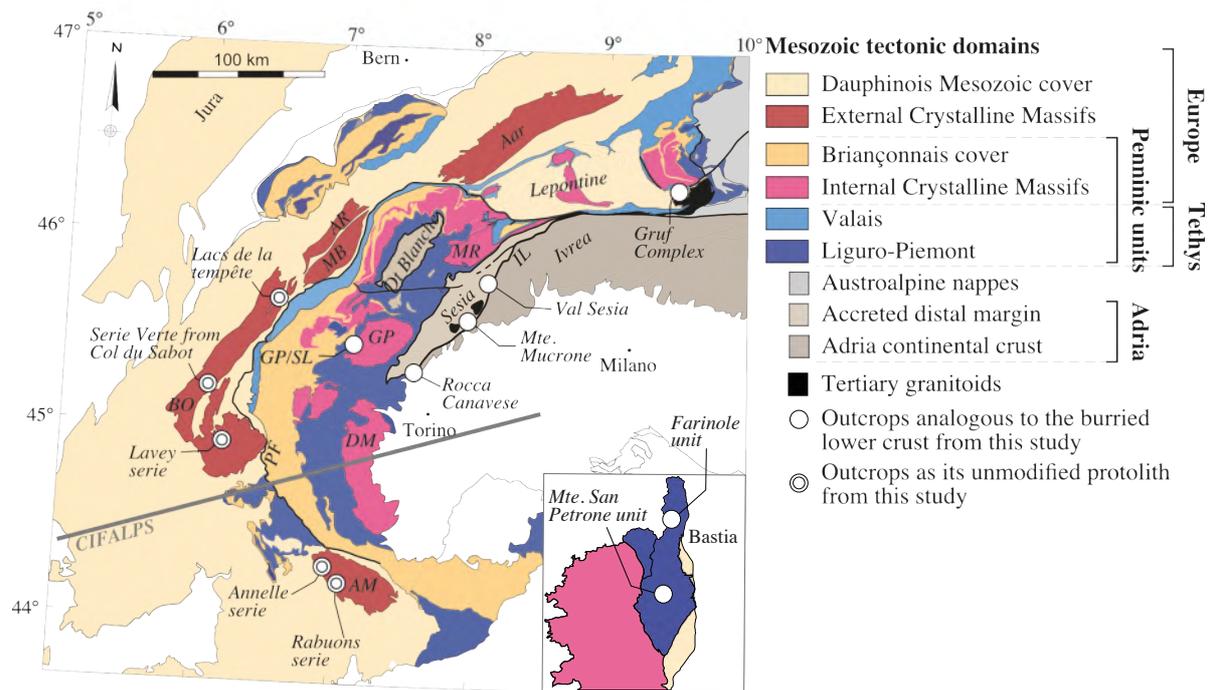


Figure 3: Location map of sample site used for modelling (geological contours after Handy and Oberhänsli, 2004; Schmid et al., 2004). Abbreviations: AM: Argentera-Mercantour; AR: Aiguilles Rouges; BO: Belledonne-Oisans; DM: Dora Maira; GP: Grand Paradiso; IL: Insubric Line; MB: Mont Blanc; MR: Monte Rosa; PF: Penninic Front; SL: Schistes Lustrés. Corsica at the same scale.

IV. Approach and methods

1. From bulk chemistry to PT velocity map

One way to predict seismic velocity at lower crustal conditions is to consider natural rocks as isotropic and to calculate their seismic properties from the relative abundance of mineral phases using their acknowledged properties (Abers and Hacker, 2016). With single-crystal elastic parameters, average velocities of an aggregate can be calculated for given P-T conditions using the Bina and Helffrich (1992) formalism (Hacker and Abers, 2003). Thus, in order to predict the evolution of the seismic properties of the rocks at equilibrium along the burial path, the bulk chemical compositions of the rocks were determined and the equilibrium paragenesis were modeled along theoretical PT trajectories for a dipping panel.

2. Bulk chemical composition

A subset of 48 samples was analysed for major and minor elements (SiO_2 , TiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , MnO , K_2O , P_2O_5 , MgO , CaO , Na_2O), using the method described in supplementary material. Three replicates were performed for each analysis. Blanks were analyzed to monitor

instrument and digestion procedure contamination. International reference materials (ACEE, AGV-1, ATHO-1, BCR-1, BEN, BHVO-2, BIR-1, HAM, LIP-1, MAN, RGM1, UB-N) were analyzed for calibration and quality control (reproducibility and accuracy calculation). Concentration of each element was calculated as the average of 1 to 4 wavelengths.

3. Thermodynamic modelling

Phase diagrams for a fixed bulk composition (i.e., pseudosections) were calculated using the Gibbs free energy minimization procedure of de Capitani and Brown (1987) with the software THERIAK/DOMINO (de Capitani and Petrakakis, 2010) and the database tcd55cc2d.bs, mainly composed of the Holland and Powell (1998) database and its variants. The following solution models were used: chlorite (Holland et al., 1998), talc, staurolite, cordierite (Holland and Powell, 1998), white mica (Coggon and Holland, 2002), orthopyroxene (White et al., 2002), feldspar (Baldwin et al., 2005), ilmenite, garnet, biotite, spinel and liquid (White, et al 2007), amphibole (Diener et al., 2007), omphacite, clinopyroxene (Green et al., 2007). Carpholite and olivine were considered as ideal solutions.

In order to test the impact of the variation of the amount of hydroxyl bearing minerals on the seismic velocities, the saturation state of the samples was calculated on a temperature range (500-800°C at 1GPa), using the same solution models as above, and compared to the loss on ignition (LOI) measured. Corsican kinzigite exhibits two seismic velocity jumps resulting from metamorphic reactions (Fig. 5C). As explained below, one occurs along the collisional gradient, associated with the amphibolite-to-granulite transition, while the other takes place along the subduction gradient, related to eclogitization. Therefore, due to the significant potential for reaction of this rock, this sample was chosen to assess the impact of rock hydration on seismic velocities.. These were calculated in 3 states: undersaturated, undersaturated at lower temperatures (i.e. below 600°C) and saturated.

4. Seismic properties modelling within a PT domain

Rocks seismic velocities (V_p , V_s , and V_p/V_s) within a pressure-temperature domain were calculated from single-crystal physical properties (database from Abers and Hacker, 2016). The rock mode was translated into volume percentage and mineralogical phases representing less than 1% were removed. The finite Eulerian strain was calculated from pressure and the material parameters by assuming the third-order finite strain equation using the Bina and Helffrich (1992) equation. Thermal expansivity, density, bulk and shear modulus were then extrapolated over a pressure range from 0.25 to 2.5 GPa and a temperature range from 100°C

to 1000°C, allowing the eventual estimates of V_p and V_s . Phases for which elastic parameters are not known were substituted by close end-members, with parameters available (see supp. mat. for more details). The Voigt-Reuss-Hill (VRH) arithmetic mean has been used to calculate seismic properties.

5. Seismic properties along PT profiles

In this study, rock re-equilibration has been modeled according to several end-member scenarios: (i) a typical Alpine subduction gradient. A constant 8°C/km gradient was chosen for representing the subduction-related PT profile based on the metamorphic records from exhumed HP-LT units in the Western Alps (Agard, 2021); (ii) a collision-related thermal gradient. We used a second order solution of the heat equation fixing surface temperature and geotherm at 25°C and 30°C/km, respectively, and the lithosphere asthenosphere boundary at a temperature of 1300°C with an adiabatic geotherm at 0.4°C/km; (iii) a collision-related thermal gradient, along which the rocks did not react and have kept a paragenesis typical of Alpine subduction. This latest case is explored to discriminate between temperature effects and mineralogy effects. PT profiles calculations were performed according to the previous scenarios. For conversion of pressure to depth, we only considered lithostatic pressure along the slab and we calculated it as follows:

$$P = g * \sum_0^z \Delta z * \rho_z$$
 with densities from the CIFALPS density model previously used for fitting gravity data (Zhao et al., 2015). Melts are produced in 5 lithologies (0.5 wt% in the Canavese mylonitic blueschist, 0.16 wt% in the Val Sesia metagabbro, 0.08 wt% in the Taou Blanc chlorito-schist and 0.02 wt % in the Val Sesia gneiss) along the HT profile. Although we acknowledge that the presence of melt could have a tremendous impact on effective wave velocities (Hacker et al., 2014), present calculations are solely based on the solid rocks part. The absence of present-day volcanism, the limited heat flow in the western Alps, and the age of their youngest magmatic intrusions (26-24 Ma for Novate granite, Lustrino et al., 2011) indeed point to the absence of a significant melt fraction at depth today. Moreover, a significant melt fraction would result in a significant drop of the seismic velocity, which is not observed in the profiles.

V. Results

A. Sample description

A short microscopic description of samples is given in Table 1, accompanied by microphotographs of thin sections (Fig. S4).

Group	Rock name	Classification	Microscopic description	Location	Latitude	Longitude	Sample
1	Gruf charnockite	Felsic	Coarse grains qz (60%), pl (25%) gneiss with isolated milimeter scale bimodal gt (5%) population, surrounded by sparse chl (5%) and bt (5%) foliation.	Gruf complex	46.27359	9.532712	11GR21
	Val sesia metagabbro	Mafic	Coarse grain metagabbro with px (50%), amp (15%), gt (10%) and oxides (10%) coronitic texture and minor pl (15%) matrix. Locally affected by cataclastic shear zone.	Val Sesia	45.883653	8.167660	2AIV20
	Gran Paradiso gneiss	Felsic	Banded gneiss with milimeter scale qz (50%) and minor pl (15%) rich band. Wm (15%), chl (10%) and blue/green amphibole (10%). ~100 μm for the larger grain.	Gran Paradiso	45.489399	7.134185	7BGP20
2	Val Sesia gneiss	Felsic	Small-grained qz (70%) ribbons with coarse pl porphyroblast (10%) and coarse-grain wm layers (20%).	Val Sesia	45.771426	8.094041	7IV20
	Canavese mylonitic blueschist	Intermediate	Gl (70%) and semi-milimetric pl porphyroblast (10%) in a chl and qz matrix with gt (10%).	Rocca Canavese	45.294805	7.566262	4ALZ20
	Argentera amphibolite	Mafic	Amp (55%) and bt (25%) coarse foliated micaschist, with qz (5%) and altered pl matrix (10%). Rare gt (<5%) and wm (<5%). Minor oxydes (< 5%).	Argentera series	44.40083	7.051667	AN1907
3	Corsia kinzigite	Intermediate	Banded micaschist with milimeter scale qz rich band (20%) and amp (40%), lw (20%), wm (10%) and gt (10%).	Corsica	42.358457	9.333194	3COR21
	Taou Blanc chlorito-schist	Mafic	Gt-bearing (10%) chl-schist (40%) with wm (30%) and ep (20%) layers. Grain size > 200 μm .	Taou Blanc massif	45.500829	7.14908	29GP20

Table 1: list of samples for which S-wave velocity has been calculated, classified according to the topology of the S-wave velocity maps. The geographic coordinate system used is WGS84. Mineral abbreviations are from Whitney and Evans (2010).

B. Bulk chemical composition of rocks and choice of representative analysis

The chemical compositions in major elements were measured for 48 sampled rocks (Fig. 4 and Tab. S1 in supp. mat.). The felsic composition range includes 14 samples, 5 are in the intermediate one, 22 have a mafic composition and 7 are ultramafics. Out of the 48 samples measured, 8 were chosen as representative for the chemistry range explored to compute the evolution of their seismic velocities during burial and heating.

On the alkalis sum diagram, the samples are distributed over a range from 40 to 85% SiO₂ and 0 to 9% alkalis (Fig. 4). Almost half of the samples lay in the basalt and its adjacent domains (trachy-basalt, tephrite and basalt andesite) with less than 6% alkalis, while the others are clustered in the dacite to rhyolite domain. Mafic rocks have a Mg# higher than 0.4, while that of felsic rocks is always below 0.4 (Fig. 4). The LOI varies from 0 to 5% with a majority below 4% (Fig. 4).

Out of these 48 rocks, 8 samples representative of the chemical diversity were selected for velocity calculations. From the Canavese we selected a mylonitic blueschist (4ALZ20); from the Gruf complex, a charnockite (11GR21); from GP-SL contact, a garnet-bearing gneiss (7BGP20) and from the Taou Blanc massif a chlorito-schist (29GP20); from Val Sesia, a garnet-bearing metagabbro (2AIV20) and a gneiss of the Insubric line (7IV20); from Monte San Petrone Unit (Corsica), a kinzigite (3COR21); from the Argentera series (ECM), an amphibolite (AN1907).

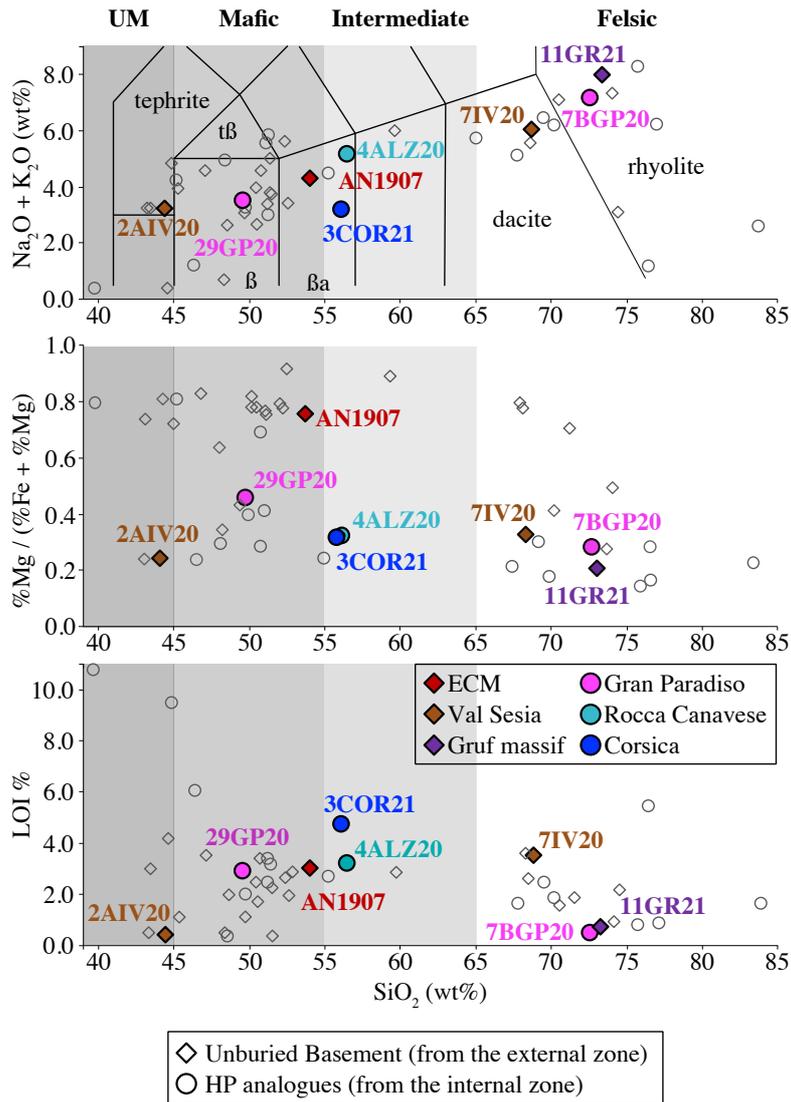


Figure 4: Chemical diagrams with location of samples from this study. Ultra-mafic samples: $\text{SiO}_2\%$ < 45%. Mafic samples: $45 < \text{SiO}_2\%$ < 55%. Intermediate samples: $55\% < \text{SiO}_2\%$ < 65%. Felsic samples: $\text{SiO}_2\%$ > 65%. Abbreviations: β : basalt; βa : basalt andesite; t β : trachy-basalt; ECM: External Crystalline Massifs. Uncertainties are smaller than the size of the circles.

C. Evolution of S-wave velocity along PT profiles

1. From mineral phase maps to S-wave velocity maps

According to the topology of the obtained S-wave velocity maps, the samples can be classified into 3 groups (Fig. 5). Indeed, instead of relying only on chemical classification, rocks have been grouped based on the visible seismic velocity fields within the studied PT range. While the rock chemical composition influences seismic field mapping by governing mineralogical assemblages, these groups are not chemically homogeneous. For instance, as shown below, group 1 is composed of two felsic samples and one ultra-mafic sample. What

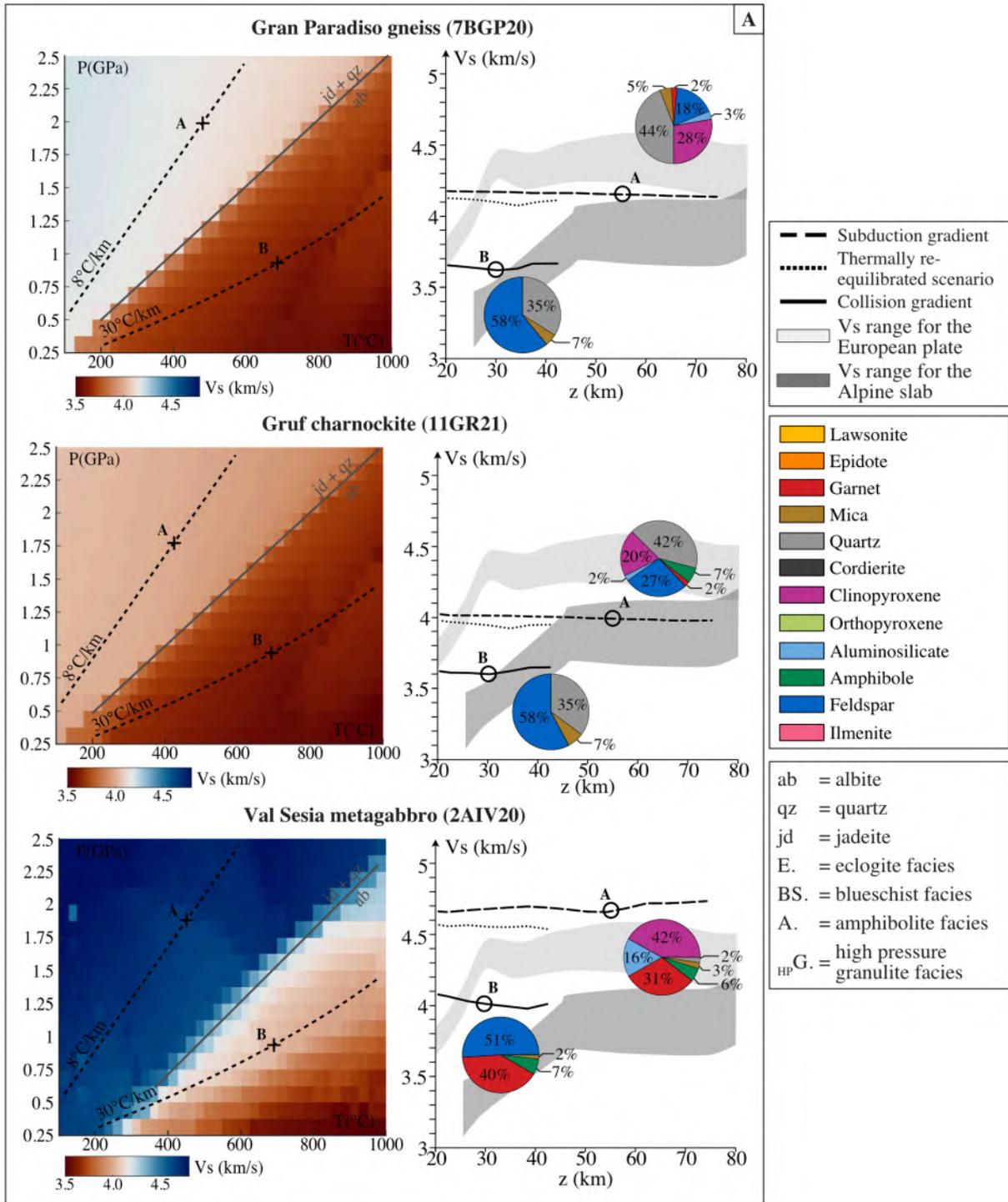
unites them is their limited potential for reactions. Therefore, while it is related to its chemical composition, the rock's capacity to react, “its fertility”, appears to be a more relevant factor to consider. The first group includes samples for which seismic velocities are mainly governed by the plagioclase breakdown to pyroxene reaction (Fig. 5A), which is known to induce a sharp impedance jump in the continental crust (Diaferia and Cammarano, 2017). The second group corresponds to samples whose velocity maps highlight the transition from amphibolites- to the HP granulites-facies (Fig. 5B). The last group is made of samples whose velocity maps emphasizes the blueschist to the eclogite facies transition in addition to the amphibolites- to the HP-granulites facies transition (Fig. 5C).

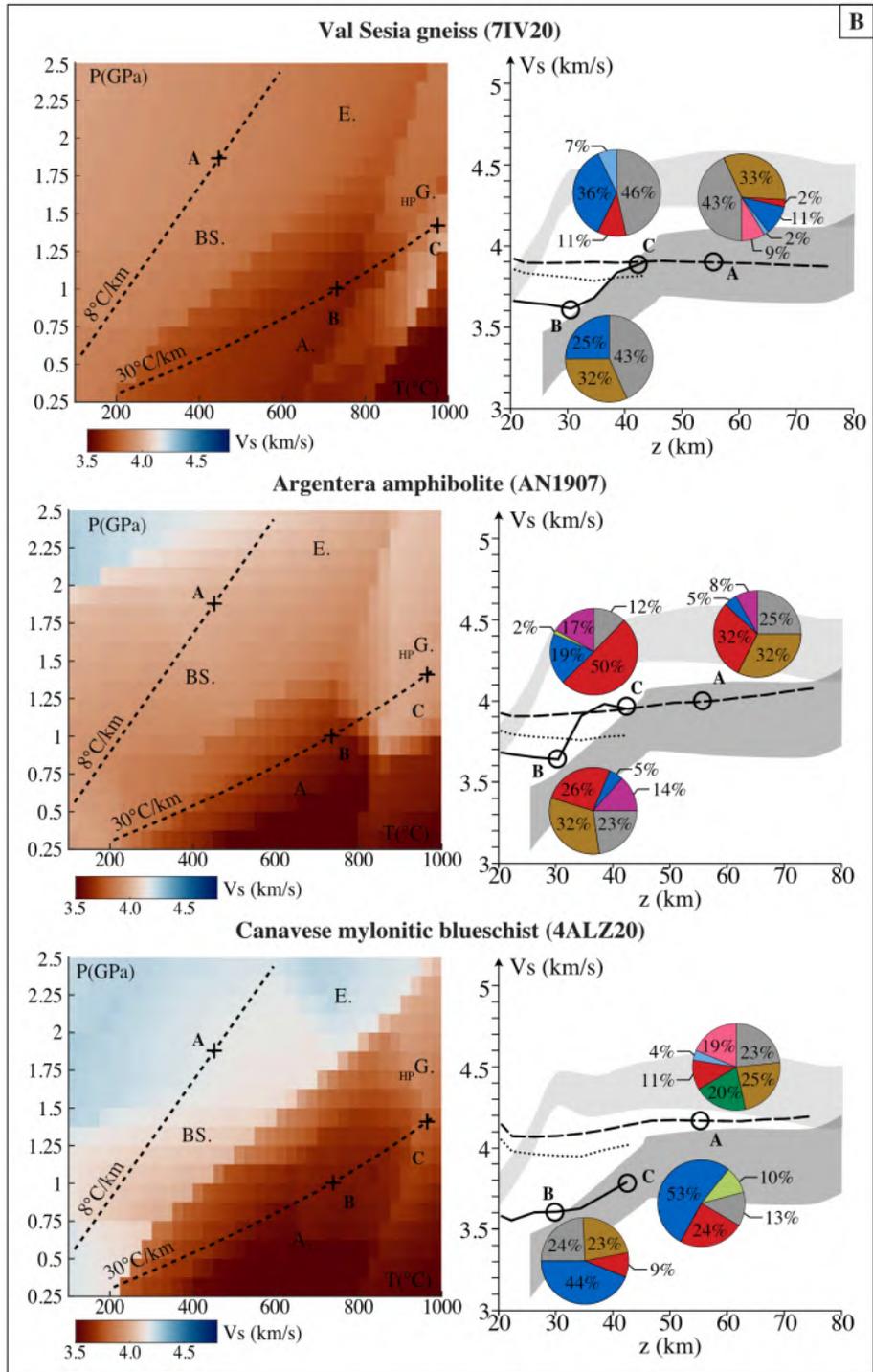
The first group governed by the plagioclase out joint includes 3 samples: the Gran Paradiso gneiss, the Gruf charnockite and the Val Sesia metagabbro. The $Ab = Jd + Qz$ boundary limits two domains with $V_s = 3.50$ or 3.60 km/s and $V_s = 4.00$ or 4.50 km/s (Fig. 5A). This boundary corresponds to a change from a plagioclase-dominated paragenesis with minor quartz at low pressure to a quartz - jadeite dominated association at high pressure for the Gran Paradiso gneiss and the Gruf charnockite. Garnet and kyanite in significant proportion are only computed for the Val Sesia metagabbro (Fig. 5A). Thus, although their velocity topology is the same, velocity ranges differ from low values (from 3.6 km/s to 4 km/s) for the most felsic lithology (the Gruf charnockite) to higher values (from 4 km/s to 4.5 km/s) for the most mafic lithology (the Val Sesia metagabbro). This trend is not new. Lloyd et al. (2011) states: “According to recent compilations (e.g. Rudnick & Fountain 1995; Rudnick & Gao 2003), increasing average P-wave seismic velocities with depth indicates increasing proportions of mafic lithologies”. This paper also explains how the presence of felsic rocks is necessary to match the P-wave velocities of the average middle crust, as a mixture of mafic rocks would generate excessively high velocities (e.g. Rudnick and Fountain, 1995; Rudnick and Gao, 2003).

The second group, governed by the amphibolites- to granulites-facies transition, is made of 3 samples: the Canavese mylonitic blueschist, the Val Sesia gneiss and the Argentera amphibolite. HP granulites- and amphibolites-facies and the $Jd + Qz$ field are systematically delineated in the seismic velocity map of these samples (Fig. 5B). The transition from amphibolites- to HP granulites facies is manifested by a mean velocity jump of 0.40 km/s (mainly from 3.60 or 3.80 km/s to 4.20 or 4.40 km/s, Fig. 5B), explained by the changes from low nominal velocity minerals (plagioclase, amphibole and mica, Abers and Hacker., 2016) at

LP/HT, to high nominal velocity minerals (garnet, kyanite and pyroxene, Abers and Hacker., 2016) at HP/HT (Fig. 5B).

The last group exhibits both the amphibolites- to granulites-facies and blueschist- to eclogite-facies transitions. It consists of 2 samples: the Taou Blanc chlorito-schist and the Corsica kinzigite (Fig. 5C). The amphibolites- to granulites-facies transition appears as similar to group 2 as expected. The eclogitization is shown by a velocity increase of 0.3 km/s for the kinzigite and 0.1 km/s for the chlorito-schist at 65 km depth. The velocity increase in the last sample is very small for eclogitization as along this cold subduction gradient, the eclogite facies is not completely reached. According to the seismic velocity map, a full eclogitization would generate a velocity variation of around 0.4 km/s. This increase is explained by the growth of high nominal velocity minerals (such as garnet, pyroxene, Abers and Hacker., 2016), even though low nominal velocity minerals appears (lawsonite for example, Abers and Hacker., 2016).





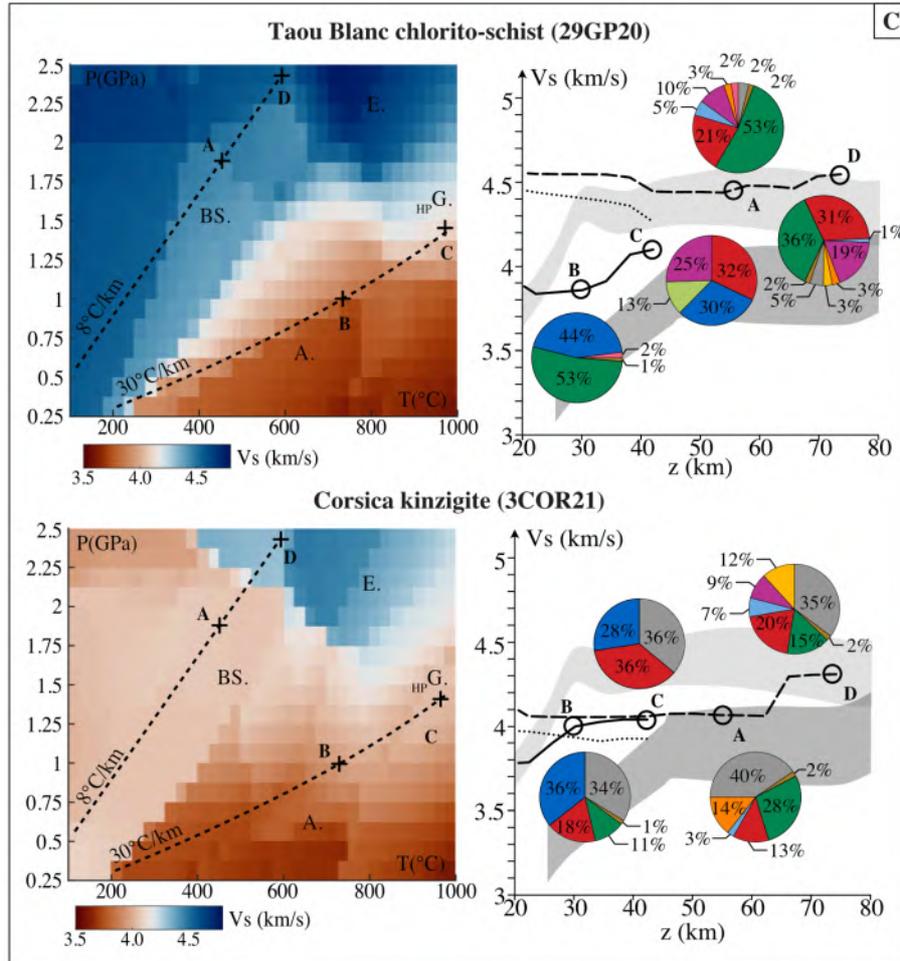


Figure 5: S-wave velocities maps of 8 rocks and their evolution along the subduction (8°C/km) and collision (30°C/km) gradient, compared to the Vs range of the Alpine slab and the one of the European plate. Samples are divided into 3 groups according to the topology of their seismic properties. A) group 1: governed by the plagioclase-out reaction; B) Group 2: one velocity jump due to the amphibolites- to granulites-facies transition; C) Group 3: two velocity steps due to the amphibolites-granulites. transition and to the eclogite-in reactions. S-wave velocities maps are calculated from the aggregate mode (derived from thermodynamic models, and from thermoelastic parameters), using the Hacker and Abers (2004) seismic property model. Only the phases representing more than 1% of the rock are considered in the calculation.

2. S-wave velocity along subduction or collision PT profile

Samples from group 2 (i.e., those highlighting only the amphibolites- to granulites-facies transition) show nearly constant velocities along the subduction gradient, reflecting minor paragenesis changes as the high-velocity domain within the eclogite facies is not reached (Fig. 5B), while samples from group 3, reaching the eclogite-facies, show a step of 0.20 km/s at 65 km depth (Fig. 5C). Along the collisional gradient for both groups, a significant velocity increase (around 0.2-0.3 km/s) is consistently observed at comparable depths: 3.60-3.80 km/s

at 35-45 km depth for the Canavese mylonitic blueschist, 3.70-3.90 km/s at 32-38 km for Val Sesia gneiss and the Argentera amphibolite for the group 2, and to 3.80-4.10 km/s at 25-32 km for the Corsica kinzigite and 3.90-4.10 km/s at 33-40 km for the Taou Blanc chlorito-schist respectively for the group 3 (Figs. 5B and C).

3. Impact of water content on S-wave velocity

In order to assess the impact of the hydration state of the rock on the calculated seismic velocities and since present-day LOI does not represent the hydration state of rocks at lower crustal depths, their saturation curves were calculated on a temperature range from 500 to 800°C (Fig. 6). Knowing the saturation state of the rock, hydrated or dehydrated scenarios can be explored. Two situations can be considered: either rocks contain more water at depth than they do after exhumation, or they may have gained water during exhumation. The different hydration states considered (i.e., saturated, highly or slightly undersaturated) allow exploration of situations expected at lower crustal depths in a quasi-static system since 5 Ma (i.e., the end of the collision, Bellahsen et al., 2014). Depending on the initial bulk rock H₂O content, lithologies will reach their saturation curve (Fig. 6) at different temperatures and hence different depths along the profile.

The stability of free water in the system was calculated for each quantity of H₂O evaluated in the PT range studied. All stability limits were then plotted together to allow comparison between behaviours. The saturation thresholds vary from 0.5 to 3 wt% H₂O. The Gruf charnockite and the Gran Paradiso gneiss show almost constant H₂O% for saturation over the temperature range studied (Fig. 6), while the Val Sesia metagabbro displays the higher variation from 3 wt% at 500°C to 0.5 wt% at 800°C (Fig. 6). For the other samples, their H₂O % for saturation varies from about 2.2 wt% at 500°C to 1 wt% at 800°C (Fig. 6). We chose the Corsica kinzigite as an example to evaluate the impact of H₂O content on seismic velocity as it belongs to the group 3, and presents the two velocity jumps linked to the HP-granulites and eclogites facies boundaries (Fig. 5C). Along the subduction gradient, the velocity increase of 0.4 km/s at 65 km depth due to eclogitization is mostly visible for saturated state (3 wt% H₂O, Fig. 6). The under-saturated evolution at lower temperature (1.5 wt% at 500°C) shows a lower velocity increase (0.1 km/s, Fig. 6) some kilometers deeper. Along the collision gradient, the velocity jump is also visible in the saturated and the undersaturated evolutions at LT and its amplitude is almost 0.3 km/s at 25 km depth (Fig. 6). Therefore, the velocity jumps are present

only for rocks above or close to their water saturation. The amplitude of these velocity jumps increases with water saturation.

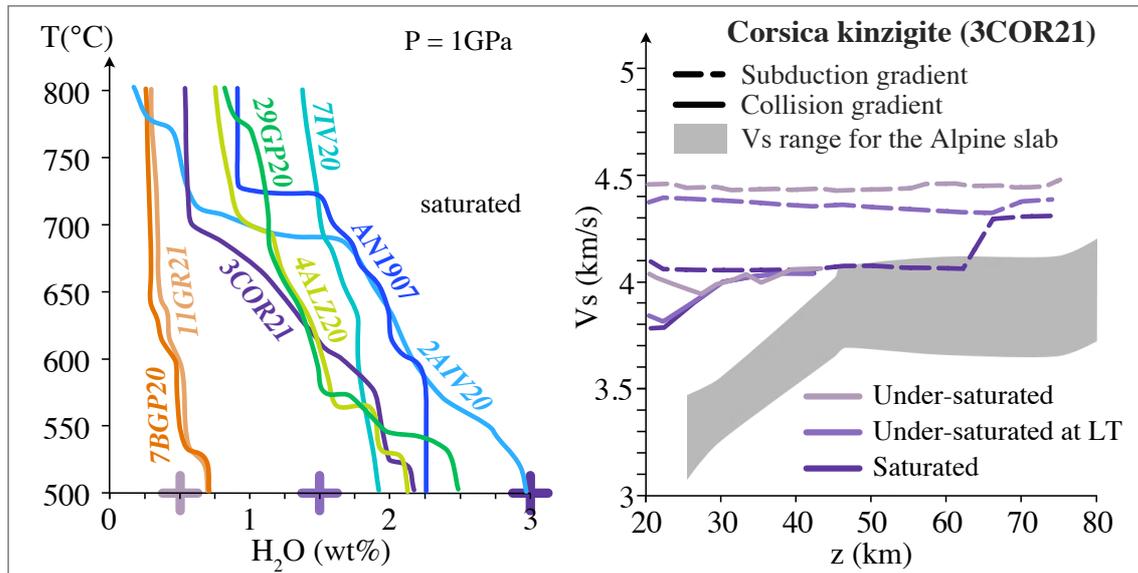


Figure 6: Saturation curves of selected samples and evolution of S-wave velocities of the Corsica kinzigite belonging to group 3, along the subduction ($8^{\circ}\text{C}/\text{km}$) and collision ($30^{\circ}\text{C}/\text{km}$) gradient, for 3 states of hydration, compared to the V_s range of the Alpine slab.

VI. Discussion

A. Comparison between seismic velocities from geophysical data and calculated S-wave velocities

S-wave velocities calculated from tested lithologies are compared to the range of those along the Alpine slab, as imaged along the CIFALPS transect.

1. A poorly reacted felsic to intermediate crustal slab down to 70 km

Along the subduction thermal gradient, all mafic to intermediate samples yield much higher velocities than those computed along the slab (4.65 km/s for the Val Sesia metagabbro, 4.55 km/s for Taou Blanc chlorito-schist, 4.35 km/s for the Corsica kinzigite, and 4.10 km/s for Canavese mylonitic blueschist; versus 4.00 km/s maximum in the slab, Fig. 5). These velocities are closer to those of the mantle at the front of the belt (from 4.00 to 4.90 km/s, Fig. 5). Along the collision thermal gradient, S-wave velocities of the samples are still outside the range of those of the Alpine slab, except for the Canavese mylonitic blueschist (Fig. 5B). These calculations support the idea that a fully eclogitized mafic lower crust panel would have the same seismic properties as the surrounding mantle (4.4 km/s at 60 km) and hence would not be

distinguished from the mantle in Vs models (e.g., Christensen 1989; Hacker et al. 2003, 2015; Hacker and Abers 2004; Hetényi et al. 2007, Malusà et al., 2021).

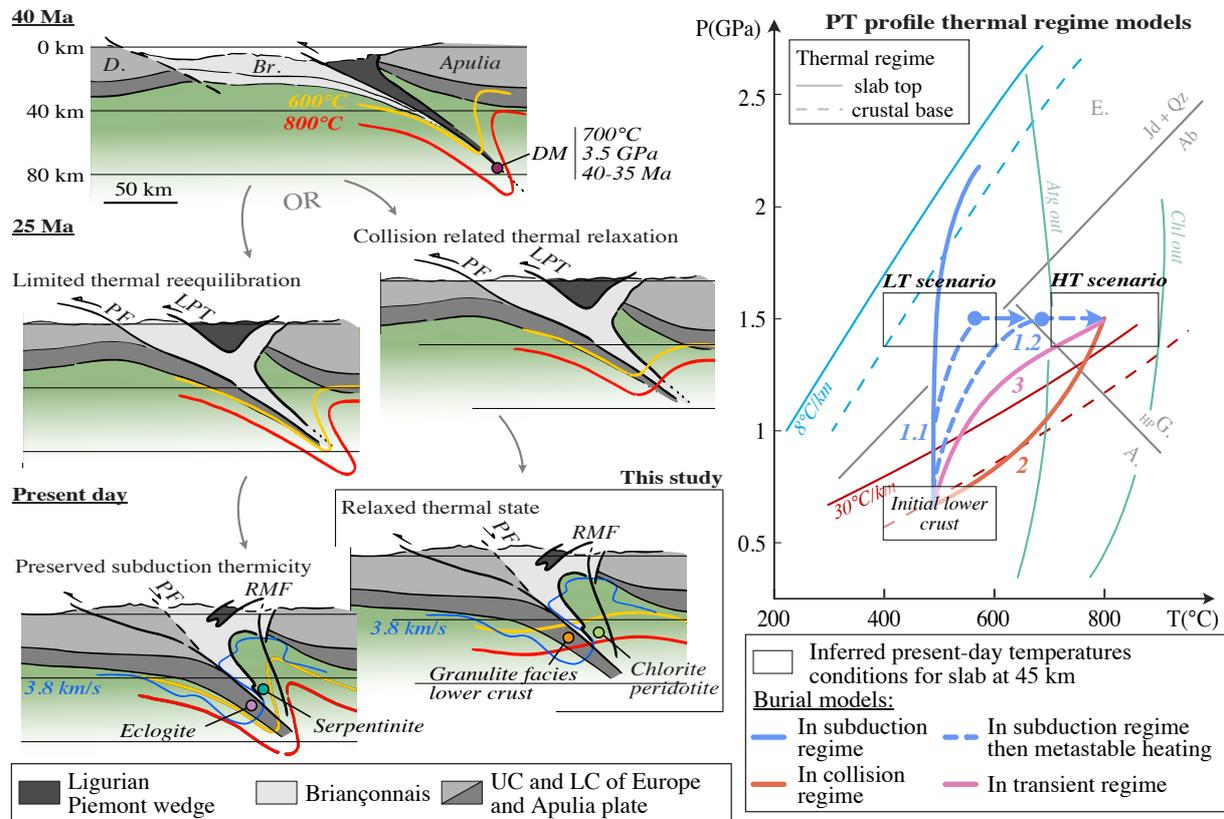
By contrast, velocities of felsic samples are in the range of those of the Alpine slab: around 4.00 km/s and 3.60 km/s along the subduction and collision gradients for the Gruf charnockite and the Val Sesia gneiss (Fig. 5). According to the Vs model, the crustal panel would have a mainly felsic to intermediate composition with only a minor or highly hydrated mafic component, as any substantial interlayering of mafic lithologies would rise the effective velocity averaged by body wave propagation (e.g. Rudnick and Fountain, 1995; Hacker et al., 2015; Almqvist and Mainprice, 2017). Of course, this conclusion highly relies on the assumption that computing rocks velocities from phase proportions and absolute phase properties actually captures the natural complexity.

2. Shallow velocity step: the seismic signature of a granulites facies continental crust?

The hypothesis of an eclogitized continental crust slab top (Fig. 7, model 1.1 and preserved subduction thermicity sketch) to explain the velocity increase at 25 - 45 km depth, implies that the slab burial path crosses the eclogite-facies boundary at low temperature. This could lead to a substantial velocity jump only for lithologies governed by the plagioclase-out reaction, i.e., the 1st group. Since the lower crust was certainly already at 500 - 600°C before its involvement in the wedge, this hypothesis also implies an isothermal burial of the rocks (Fig. 7 model 1.1). This also implies the preservation of the 8°C/km thermal gradient along the plate boundary during the involvement of the proximal European continental margin within the convergent zone and hence long after the transition from subduction and the involvement of the Briançonnais distal margin.

An alternative to the eclogitized slab top hypothesis would be a burial along a gradient modified by the introduction of the continental margin in the convergent zone (Fig. 7, model 2). The end-member of this hypothesis is the burial of the continental slab along a fully reequilibrated gradient, i.e., along a collision thermal gradient (Fig. 7, collision related thermal relaxation sketch). In this case, lithologies belonging to the 2nd and 3rd group are relevant, as they show a systematic velocity increase close to the expected depth range (Fig. 5B&C). Whatever the privileged lithology, this scenario implies a slab reaching temperature close to 800°C at 45 km depth.

Therefore, the two end-member scenarios mainly differ on the thermal state recorded by the continental slab at the time it was buried and since. Any intermediate scenario, with a



Drawn after Agard and Lemoine 2003, Zhao et al., 2015, Malusà et al., 2021

background thermal regime warming while the continental slab is progressively involved in the subduction would lead to an intermediate PT profile (Fig. 7, model 3)

Figure 7: End-member thermal regimes sketches from the continental subduction of the Alps to present-day conditions and the PT profile associated. Cross sections are at the same vertical and horizontal scale. Abbreviations: A.: Amphibolites facies; Br.: Briançonnais; D.: Dauphinois; E.: Eclogites facies; G._m: High Pressure Granulites facies ; LC: lower crust; LPT : Ligurian Piemontais Thrust ; PF : Penninic Front; RMF: Rivoli-Marene deep Fault; UC: upper crust. Reaction curves in green refer to the ultramafic system.

3. Seismic signature of a thermally re-equilibrated slab

In scenario 1.1 and 2 (Fig. 7) calculations of seismic velocities consider total and instantaneous reactions at each PT condition. To test the possible effect of prograde equilibration during subduction followed by thermal re-equilibration without significant reactions (model 1.2, Fig. 7), possibly due to the absence of fluids and/or strain, modes were calculated along a subduction gradient, and then seismic properties were computed with temperatures along a collision gradient, to reproduce a late heated metastable slab. This approach allows to distinguish the effect of the thermal state and that of the mineralogy alone.

The evolution of seismic velocities in the only thermally re-equilibrated scenario (small dotted line Fig. 5) are close to 1.1 scenario (1.2, Fig. 7). This means that the effect of thermal state alone is minor, compared to the effect of mineralogy. The difference is actually lower than the uncertainty on seismic velocities and hence the difference between scenarios 1.1 and 1.2 cannot be assessed with the present dataset. Derivatives of S-wave velocity have been published for some analogous lithologies (Zertani...). For granulites for example, an average $\partial V/\partial T = -2.45 * 10^{-4} km.s^{-1}.^{\circ}C^{-1}$ and an average $\partial V/\partial P = 0.75 * 10^{-4} km.s^{-1}.MPa$ have been assessed. By taking a $\Delta T = 400^{\circ}C$ and a $\Delta P = 1GPa$, $\Delta V_s = -0,023 km/s$, which is well below the uncertainty in topographic seismic velocities.

4. Role of anisotropy in seismic velocity calculations

The velocity step at 45 km depth in the S-wave tomographic model is located in the subducted slab of the European lower crust at a local increase of the slab dip (Figs 1 and 2). The bending of a seismically anisotropic slab is known to induce distortion in receiver functions (e.g. Shiomi and Park, 2008; Schneider et al., 2013). In a teleseismic P-wave tomography model, the illumination of structures is not identical in the 3 directions. The present dataset is based on ambient noise shear wave velocity estimates. Thus, the structures are imaged from the shear wave component of horizontally propagating Rayleigh waves. Regarding this, it is reasonable to inquire whether the velocity increase, suggested as the transition from amphibolites to granulites in the rocks, could be attributed to the influence of rock anisotropy. However, predicting the effect of rock anisotropy on apparent seismic velocities according to the wave propagation method is not straightforward. Assuming possible configurations between the wave propagation direction, the mineral fast axis direction, the arrangement of this axis within the foliation plane, and the metric to kilometeric layering of the crust, and deducing the consequences on apparent velocities in geophysical data, appears to be highly exploratory.

Compared to the mantle, the sources of crustal anisotropy are numerous. In addition to rock texture, banding and layering, the presence of fractures and fissures in the middle and lower crust (Siegesmund et al., 1991) and fluids (Almqvist and Mainprice, 2017) are possible causes of anisotropy. Interpreting seismic anisotropy as the result of ductile deformation in the crust, leading to a strongly preferred alignment of crystallographic axes and rock texture (Almqvist and Mainprice, 2017) is therefore only possible through quantified seismic properties. The preferred crystallographic orientation (CPO) due to the rock fluage is recognised as the main factor influencing the direction of seismic wave propagation.

Consequently, many studies focus on measuring the CPO of crustal minerals. As a result, the most anisotropic crustal minerals are amphiboles and micas (e.g. Lloyd et al., 2011; Naus-Thijssen et al., 2011). According to Christensen and Mooney (1995), velocity gradients appear to result from an increase in the degree of metamorphism and a decrease in SiO₂ %.

The anisotropy of felsic lithologies is therefore dominated by micas and can reach over 7% of P-wave or S-wave anisotropy (Barruol and Mainprice, 1993), although amphiboles can generate a certain degree of anisotropy (e.g. an AVp ranging from 9.4 to 12.5 % for polycrystalline glaucophanes, Park and Jung, 2022 and AVp ~ 38 % and AVs ~ 27 % for a single crystal, Bezacier et al., 2010). Llana and Brown (2012) determined by calculation and direct measurements AVp ranging from 8.0 % to 11.3 % and AVs ranging from 7.9 % to 10.5 % in felsic gneisses. Among the felsic lithologies studied, two (the charnockite and the gtbearing gneiss, Fig. 4) are composed of a ranging from 5 to 7 % of micas and from 0 to 7 % of amphiboles (Fig. 5A). They also include feldspars, quartz, and clinopyroxenes (Fig. 5A), which are weakly anisotropic minerals (Almqvist and Mainprice, 2017). Therefore, the expected rock anisotropy is certainly not very high. In addition, the crystallographic preferred orientations (CPO) of different minerals, generating destructive seismic anisotropies resulting in relatively low values for the rock. It has for example been shown, between quartz and micas (Ward et al., 2012, Lamarque et al., 2016) or between feldspar, quartz, and pyroxene (Lamarque et al., 2016). The third felsic sample in this study, the Sesia gneiss, is composed of 32% micas, which destabilize upon exiting the amphibolites-facies, and feldspars and quartz, whose proportions increase (Fig. 5B). Unless the interplay of CPO erases the micas anisotropy, a significant anisotropy decrease is expected at the amphibolites-to-granulites transition. Erdman et al. (2013) calculated seismic properties for different metamorphic lithologies in the middle to lower crust of the Basin and Range. For all tested lithologies, they demonstrated that the anisotropy exhibits a slow velocity axis normal to the foliation and within the foliation plane, the properties are isotropic. Okaya et al. (2019) clarify that this conclusion can not be generalized. If the rocks have undergone cylindrical folding, the produced anisotropy is gradually modified to the point where the distribution of structures becomes too heterogeneous for the assumption of transverse isotropy with a single axis of slow velocities to be valid in the crustal volumes. Similarly, despite the strong anisotropy conferred by planar schistosity, the variety of folds and fabric typical of phyllosilicate-rich rocks within larger-scale crustal volumes can lead to a decrease in anisotropy to the point where it may even appear isotropic (Naus-Thijssen et al., 2011). Since our samples do not exhibit cleavage or crenulation (Fig. 4S),

the hypothesis of a unique slow axis normal to the foliation and a decrease in anisotropy cannot be directly refuted. Thus, considering a case where the foliation plane containing the micas is horizontal and parallel to the direction of surface wave propagation, the resulting seismic recording is not affected by the vertical anisotropy of the micas. In this case, our calculated velocities are directly comparable to the ones derived from seismic data. Taking into account the effect of amphiboles, as the fast direction axis is contained in the foliation plane and parallel to the lineation, the logic is less obvious.

In contrast, the anisotropy of mafic lithologies is lower and more complex ($AV_p < 5\%$, Barruol and Mainprice, 1993 and reaching $10\% AV_p$ in the highest anisotropy lithologies, i.e. biotite gneisses and mafic amphibolites, Barruol and Kern, 1996). HP-granulites display an $AV_p < 6\%$ and $AV_s < 4\%$, according to Llana-Fùnez and Brown (2012). Eclogites exhibit an $AV_p < 5\%$ and $AV_s < 4.5\%$. (Llana-Fùnez and Brown, 2012) or less than 3% for both P- and S-wave anisotropy (Bascou et al., 2001). If their formation is associated to a ductile deformation, AV_p can reach 8% (Zertani et al., 2020). The lowest level of anisotropy is carried by the ultramafic rocks, with $AV_p \sim 2 - 3\%$ and $AV_s \sim 0.8 - 1.5\%$ (Llana-Fùnez and Brown, 2012). In eclogites and HP-granulites, the anisotropy is carried by pyroxenes (omphacite and diopside) and amphibole (Llana-Fùnez and Brown, 2012). The transition from amphibolites to granulites, which involves the destabilization of amphiboles in favour of garnets and pyroxenes, has also been quantified, resulting in a decrease in anisotropy (Browlee et al., 2011). Among the tested lithologies, 2 samples are mafic, the Argentera amphibolite and the chlorite-schist (Fig. 4). In the first, the amphibolites-granulites transition is expressed by a 32% loss of micas and a 5% increase in pyroxenes (Fig. 5B). Although pyroxenes carry anisotropy like micas, their lower anisotropic capacity and percentage suggest a drop in anisotropy, while an increase in velocity takes place. The second mafic sample, the chlorite-schist, displays a loss of 53% of amphiboles and a 38% increase in pyroxenes at the amphibolites-granulites transition (Fig. 5C). Regarding the proportions of mineral involve, a lower anisotropy drop could be predicted. The velocity contrast of this sample associated with the amphibolites-granulites transition is consistent with that observed in the tomography model. A preserved anisotropy during this transformation, if it acts as a velocity decrease in the right direction, would align with those of the tomographic model.

Finally, our ultra-mafic sample, the Val Sesia metagabbro belonging to group 1, displays over than 40% of clinopyroxenes along the subduction gradient (Fig. 5A) and 6% of amphiboles. Since pyroxenes are primarily responsible for the anisotropy of ultramafic rocks

(Llana-Fùnez and Brown, 2012), it is possible that this sample exhibits a slight anisotropy. However, considering that the effect of anisotropy reduces the calculated seismic velocities for this sample in the right direction, its potentially weak percentage does not seem sufficient to explain the very low velocities of the Alpine slab in the tomography model.

As a result, most of the velocities calculated for the lithologies tested are slightly higher than those observed in the Alpine slab. However, the observed velocity jump is represented in the majority of lithologies and at consistent depths. In some lithologies (the Argentera amphibolite, the chlorito-schist and the Corsica kinzigite), this jump appears slightly too rapid. Since anisotropy is a factor not taken into account in our calculations, and since it allows us to lower these velocities, it is possible that these samples, containing amphibole, micas and pyroxene, are partially anisotropic. Direct measurements of seismic wave velocity and calculations of seismic properties from CPO measurements will help clarify the effect of anisotropy in our samples.

B. Implications for present-day thermal state of the Alpine slab

Seismic tomography in the Alps depends on the present-day thermal state of the collisional wedge, while petrophysical properties of rocks at depth depend on the thermal state at the time they equilibrated. The heat flow at the surface, the seismicity within the prism and the metamorphic rocks at the surface, provide some information on the past and current thermal state of the orogenic prism. Heat flow maps in the Alps (e.g., Pasquale et al., 2012 and 2014; Speranza et al., 2016) show values above 68 mW/m² at the western end of the CIFALPS profile, related to the West European Rift. In the subsiding Po plain, the heat flow drops down to 44 mW/m². There is thus a strong regional lateral thermal gradient at the surface with the mountain belt itself being close to the acknowledged average for the continental lithosphere (60 mW/m²). The mantle wedge seismicity has been used to provide indirect information on the thermal state of the slab, as some earthquakes are located at the depth of the S-wave model velocity step in the slab (~50 km; Malusà et al., 2017). Malusà et al. (2017) inferred temperatures lower than 700°C for the mantle and hence a still cold continental slab, assuming that these earthquakes are related to the antigorite-out reaction, at 650-700°C for 2 GPa pressure (Fumagalli and Poli, 2005), in a cold and hence stiff mantle wedge. Earthquakes have nevertheless been documented at any depth in subduction mantle wedges including in hot, upper mantle beneath island arcs (White et al., 2019). Furthermore, the chlorite-out reaction occurring at 800°C for 1.5 GPa in lherzolites, i.e., at 45 km depth along the slab, is a process also prone to generate earthquakes (Fumagalli and Poli, 2005). Using the same modeling approach as we used on the crustal

analogues, we performed systematic calculations of V_s for a serpentinite sampled next to the blueschist mylonite from Rocca Canavese - Lanzo contact (FigS2 sup. mat.). On this pseudosection, the chlorite-out reaction generates a higher velocity contrast than the antigorite-out reaction (respectively from 4.30 km/s to 4.60 km/s to and from 4.20 km/s to 4.30 km/s, Fig. S2), which is more likely to be detected by the tomographic models. Thus, the occurrence of earthquakes in the mantle wedge is not univocal evidence of a cold wedge root beneath the Alps. Chlorite-bearing peridotite units in a hot environment could have the same behavior as serpentinites in a cold setting.

Finally, numerical models (Butler et al., 2013) used as evidence for a still cold Alpine slab do not integrate the end of convergence after collision. Using an average thermal diffusivity of $1.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ (Gibert et al., 2003) for continental and mantle rocks at 700°C and using a scaling factor from the heat equation ($x \sim 2\sqrt{\kappa t}$), thermal re-equilibration is predicted to be achieved in 7 Myrs for a 30 km thick cold slab anomaly (Syracuse et al., 2010). Timing of significant involvement of continental units in the Alpine convergent system can be bounded by the age of HP metamorphism in the most distal continental units and the mid-Eocene age of the last deposits in the Briançonnais (Jaillard, 1999; Barfety et al., 1992, 1995), i.e., 45 Ma in the Briançonnais units (Berger and Bousquet, 2008) and the age for mature collision at the Eocene-Oligocene boundary, based on the age of Barrovian metamorphic overprint in Lepontine Alps (35-28 Ma, Brouwer et al., 2005). Hence, time span since the end of steady-state subduction thermal regime is anyhow greater than 20 Myrs. Whether the rocks now at 40 km depth only reacted when they were buried after 30 Ma, or whether they also reacted during a recent thermal re-equilibration, it is highly unlikely that they developed and still preserve an HP-LT paragenesis. Eventually, magmatism documented along the Insubric Line between 33 and 30 Ma (e.g., Lustrino et al., 2011) evidence lithospheric scale thermal relaxation at this time, possibly related to oceanic slab break-off (e.g., Rosenberg, 2004).

These arguments therefore do not support the idea of a present-day cold Alpine orogenic prism. The slab velocity profile would have therefore most probably been acquired along a partially reequilibrated thermal gradient (Fig. 7, model 3). The shallow velocity step shown within the slab in tomographic model would therefore highlight the entrance of felsic to intermediate rocks in HP granulites facies and the consumption of low seismic velocity minerals, such as amphibole and/or biotite rather than the plagioclase-out reaction. This leads to the growth of mineral phases with higher seismic velocities, including garnet and pyroxene.

C. Possible effects of incomplete reactions

As mentioned above, our calculations consider instantaneous and total reactions. Although the effects of kinetics have not been quantified in this study, it is possible to qualitatively predict its effect on seismic velocities. By considering transformations limited by reaction rates, the reaction fronts are expected to be shifted to greater depths along the slab (Hetényi et al., 2021). Rare estimates of the overstepping degree for the garnet in reaction along a barrovian gradient yield values about 50°C and 0.2-0.5 GPa (Spear et al., 2014), hence a depth shift about 10±5 km depending on the thermal gradient. Depending on possible cascade effects, the reaction interval could also be smeared or sharpened compared to the equilibrium based modelling (Pattison et al., 2011). Thus, if the velocity jump in tomographic model is due to metamorphic reactions, taking into account the reaction kinetics in the velocity calculation would shift the predicted velocity step to greater depths. In this prospect, calculations from most samples (the Corsica kinzigite, the Argentera amphibolite, the Sesia gneiss, the Canavese blueschist and the Taou Blanc chlorito-schist) yield velocity jump with similar amplitude to the observed profile but at shallower depths. On the opposite, a velocity change related to eclogitization would occur at greater depths (from 50 to 80 km). Kinetics effects could therefore explain why the amphibolites-to-granulites is imaged deeper than expected, not how the eclogite-in could occur at shallower levels.

D. Implications for other seismic imaging results

Among the available Vp models using local earthquakes tomography, the one along the CIFALPS transect (Solarino et al., 2018) shows intriguing properties in the European lower crust and the dipping slab. At 30 - 40 km depth, from the Penninic Front to the Ivrea body, the increase in Vp from 6.70 to 7.60 km/s (Solarino et al., 2018), associated with an increase in Vs from 3.90 km/s to 4.20 km/s (Lyu et al., 2017), is interpreted as a progressive change in the metamorphic assemblage during subduction, associated to a change in density from 2.90 to 3.33 kg/m³ (Solarino et al., 2018).

The present data set is in agreement with the results of the P-wave velocity model, suggesting the absence of major inherited lithological boundary and an amphibolites-facies heritage for the European lower crust. Vp calculations for lithologies considered as relevant for the amphibolites-to-granulites transition scenario (i.e., the Canavese mylonitic blueschist, the Val Sesia gneiss, the Argentera amphibolite) yield values between 6.8 and 7.20 km/s at 45 km depth. They are too low to explain the Vp signature at 45 km in the Alpine slab in Vp

tomography images (Solarino et al., 2018; Paul et al., 2022) but could be relevant for the low velocity dipping body imaged at the top of the dipping panel (“c” domain in Solarino et al., 2018), located at the same horizontal distance to the Penninic Front Thrust as the low velocity bulge of the slab in Vs tomography. A further discussion of these apparent discrepancies is actually not possible without a consistent definition of the slab limits, which significantly vary from a model to another. A consistent inversion of Vp, Vs and their ratio, together with a depth migration of receiver functions in the same velocity model would actually feed a further discussion of the petrological significance of velocity contrasts along the Alpine slab top.

VII. Conclusion

In this paper, we calculated the seismic properties of eight crustal rocks, relevant as analogues of the lower crustal part of the Alpine slab, and compared them with the seismic profile of the Alpine slab in a recent Vs ambient noise tomography model (Nouibat et al., 2022).

The well-defined increase in velocity at 25 to 45 km depth, in the upper part of the Alpine slab in tomographic model, can be explained by the entrance of a felsic to intermediate composition lower crust panel in the HP granulites facies, leading to the consumption of low nominal seismic velocities minerals, such as amphibole and/or biotite and the growth of mineral phases with higher seismic velocities, such as garnet and pyroxene. Best felsic and intermediate analogues in the field are a kinzigite from Monte San Petrone, Corsica, a gneiss from the Insubric line and a blueschist mylonite from the Lanzo Canavese contact. Direct measurements of seismic wave velocity and calculations of seismic properties from CPO measurements will help clarify the effect of anisotropy in our samples. No inherited lateral lithological contrast is needed to explain the velocity profile from tomographic model. The lower level of the Variscan crust had to be still significantly hydrated to react when entering the HP granulite-facies field. This modelling implies a partially re-equilibrated thermal gradient in the Western Alps, reaching 800°C at 45 km depth, which is consistent with available evidence on the Alpine thermal state at depth. At these temperature conditions, some chlorite-bearing ultramafics rather than serpentinites could explain the seismic signature of the slab top edge. Unless the Alpine slab hydration state is more hydrated than our field analogues, the present study implies a significant reaction overstepping for the amphibolites- to HP granulites-facies transition to be imaged at 45 km.

Acknowledgments

The authors acknowledge funding through the “SYSTER” program hosted at INSU. We also thank JB Jacob for sampling in the Belledonne massif and Laurent Jolivet for the field in Corsica. We are also grateful for the stimulating discussions with Claudio Rosenberg and Nicolas Bellahsen.

Open Research

All data supporting the present paper are included in the paper itself and supplemental materials.

References

- Abers, G.A., Hacker, B.R., 2016. A MATLAB toolbox and Excel workbook for calculating the densities, seismic wave speeds, and major element composition of minerals and rocks at pressure and temperature. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 17, 616–624. <https://doi.org/10.1002/2015GC006171>
- Agard, P., 2021. Subduction of oceanic lithosphere in the Alps: Selective and archetypal from (slow-spreading) oceans. *Earth-Science Reviews* 214, 103517. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2021.103517>
- AlpArray Seismic Network Team, AlpArray OBS Cruise Crew, AlpArray Working Group, Hetényi, G., Molinari, I., Clinton, J., Bokelmann, G., Bondár, I., Crawford, W.C., Dessa, J.-X., Doubre, C., Friederich, W., Fuchs, F., Giardini, D., Grácz, Z., Handy, M.R., Herak, M., Jia, Y., Kissling, E., Kopp, H., Korn, M., Margheriti, L., Meier, T., Mucciarelli, M., Paul, A., Pesaresi, D., Piromallo, C., Plenefisch, T., Plomerová, J., Ritter, J., Rümpker, G., Šipka, V., Spallarossa, D., Thomas, C., Tilmann, F., Wassermann, J., Weber, M., Wéber, Z., Wetztergom, V., Živčić, M., 2018. The AlpArray Seismic Network: A Large-Scale European Experiment to Image the Alpine Orogen. *Surv Geophys* 39, 1009–1033. <https://doi.org/10.1007/s10712-018-9472-4>
- Babist, J., Handy, M. R., Konrad-Schmolke, M., & Hammerschmidt, K. (2006). Precollisional, multistage exhumation of subducted continental crust: The Sesia Zone, western Alps. *Tectonics*, 25(6). <https://doi.org/10.1029/2005TC001927>
- Baldwin, J.A., Powell, R., Brown, M., Moraes, R., Fuck, R.A., 2005. Modelling of mineral equilibria in ultrahigh-temperature metamorphic rocks from the Anápolis-Itaúçu Complex, central Brazil: modelling of mineral equilibria in UHT granulites. *Journal of Metamorphic Geology* 23, 511–531. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2005.00591.x>
- Ballèvre, M., Lagabrielle, Y., Merle, O. (1990). Tertiary ductile normal faulting as a consequence of lithospheric stacking in the western Alps. *Mémoires de la Société géologique de France* (1833), 156, 227-236.

- Barf  ty, J. C., Tricart, P., & Jeudy de Grissac, C. (1992). La quatrième-écaille près de Briançon (Alpes Françaises): un olistostrome précurseur de l'orog  nese pennique   oc  ne. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série 2, Mécanique, Physique, Chimie, Sciences de l'univers, Sciences de la Terre*, 314(1), 71-76.
- Barf  ty, J. C., Enay, R., & Gidon, M. (1995). L'  ge des Terres Noires et des formations associées dans les environs de Grenoble. *Géologie alpine*, 71, 165-168.
- Barruol, G., Mainprice, D., 1993. A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear wave splitting of the teleseismic SKS waves. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*.78, 281-300.
- Barruol, G., & Kern, H. (1996). Seismic anisotropy and shear-wave splitting in lower-crustal and upper-mantle rocks from the Ivrea Zone—experimental and calculated data. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 95(3-4), 175-194.
- Bascou, J., Barruol, G., Vauchez, A., Mainprice, D., & Egydio-Silva, M. (2001). EBSD-measured lattice-preferred orientations and seismic properties of eclogites. *Tectonophysics*, 342(1-2), 61-80.
- Bellahsen, N., Jolivet, L., Lacombe, O., Bellanger, M., Boutoux, A., Garcia, S., Mouthereau, F., Le Pourhiet, L., Gumiaux, C., 2012. Mechanisms of margin inversion in the external Western Alps: Implications for crustal rheology. *Tectonophysics* 560–561, 62–83. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2012.06.022>
- Bellahsen, N., Mouthereau, F., Boutoux, A., Bellanger, M., Lacombe, O., Jolivet, L., Rolland, Y., 2014. Collision kinematics in the western external Alps: Kinematics of the Alpine collision. *Tectonics* 33, 1055–1088. <https://doi.org/10.1002/2013TC003453>
- Bellanger, M., Augier, R., Bellahsen, N., Jolivet, L., Moni  , P., Baudin, T., Beyssac, O., 2015. Shortening of the European Dauphinois margin (Oisans Massif, Western Alps): New insights from RSCM maximum temperature estimates and 40Ar/39Ar in situ dating. *Journal of Geodynamics* 83, 37–64. <https://doi.org/10.1016/j.jog.2014.09.004>
- Berger, A., Bousquet, R., 2008. Subduction-related metamorphism in the Alps: review of isotopic ages based on petrology and their geodynamic consequences. *Special Publications* 298(1), 117–144. <https://doi.org/10.1144/SP298.7>
- Bezacier, L., Reynard, B., Bass, J. D., Wang, J., & Mainprice, D. (2010). Elasticity of glaucophane, seismic velocities and anisotropy of the subducted oceanic crust. *Tectonophysics*, 494(3-4), 201-210.
- Bina, C. R., & Helffrich, G. R. (1992). Calculation of elastic properties from thermodynamic equation of state principles. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 20, 527.
- Boriani, A., Origoni, E.G., Borghi, A., Caironi, V., 1990. The evolution of the “Serie dei Laghi” (Strona-Ceneri and Scisti dei Laghi): the upper component of the Ivrea-Verbanese crustal section; Southern Alps, North Italy and Ticino, Switzerland. *Tectonophysics* 182, 103–118. [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(90\)90345-9](https://doi.org/10.1016/0040-1951(90)90345-9)
- Brouwer, F. M., Burri, T., Engi, M., & Berger, A. (2005). Eclogite relics in the Central Alps: PT-evolution, Lu-Hf ages, and implications for formation of tectonic mélange zones. *Schweizerische Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*, 85(2–3), 147-174.
- Brownlee, S. J., Schulte-Pelkum, V., Raju, A., Mahan, K., Condit, C., & Orlandini, O. F. (2017). Characteristics of deep crustal seismic anisotropy from a compilation of rock

- elasticity tensors and their expression in receiver functions. *Tectonics*, 36(9), 1835-1857.
- Butler, J.P., Beaumont, C., Jamieson, R.A., 2013. The Alps 1: A working geodynamic model for burial and exhumation of (ultra)high-pressure rocks in Alpine-type orogens. *Earth and Planetary Science Letters* 377–378, 114–131. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.06.039>
- Cantù, M., Spaggiari, L., Zucali, M., Zanoni, D., Iole Spalla, M., 2016. Structural analysis of a subduction-related contact in southern Sesia-Lanzo Zone (Austroalpine Domain, Italian Western Alps). *Journal of Maps* 12, 22–35. <https://doi.org/10.1080/17445647.2016.1155925>
- Caron, J., Delcey, R., Scius, H., Eissen, J., Fraipont, P., Mawhin, B., & Reuber, I. (1979). Map distribution of the main series types in the Schistes Lustrés of Corsica. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences série D*, 288(18), 1363-1366.
- Çenki-Tok, B., Oliot, E., Rubatto, D., Berger, A., Engi, M., Janots, E., Thomsen, T.B., Manzotti, P., Regis, D., Spandler, C., Robyr, M., Goncalves, P., 2011. Preservation of Permian allanite within an Alpine eclogite facies shear zone at Mt Mucrone, Italy: Mechanical and chemical behavior of allanite during mylonitization. *Lithos* 125, 40–50. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2011.01.005>
- Chevrot, S., Villaseñor, A., Sylvander, M., Benahmed, S., Beucler, E., Cougoulat, G., Delmas, P., Blanquat, M., Diaz, J., Gallart, J., Grimaud, F., Lagabrielle, Y., Manatschal, G., Mocquet, A., Pauchet, H., Paul, A., Péquegnat, C., Quillard, O., Roussel, S., Ruiz, M., Wolyniec, D., 2014. High-resolution imaging of the Pyrenees and Massif Central from the data of the PYROPE and IBERARRAY portable array deployments. *J. Geophys. Res. Solid Earth* 119, 6399–6420. <https://doi.org/10.1002/2014JB010953>
- Chopin, C., 1981. Talc-Phengite: a Widespread Assemblage in High-Grade Pelitic Blueschists of the Western Alps. *Journal of Petrology* 22, 628–650. <https://doi.org/10.1093/petrology/22.4.628>
- Christensen, N. I. (1989). Seismic velocities. *CRC Practical handbook of physical properties of rocks and minerals*, 228.
- Christensen, N. I., & Mooney, W. D. (1995). Seismic velocity structure and composition of the continental crust: A global view. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 100(B6), 9761-9788.
- CIFALPS Group, AlpArray Working Group, Zhao, L., Malusà, M.G., Yuan, H., Paul, A., Guillot, S., Lu, Y., Stehly, L., Solarino, S., Eva, E., Lu, G., Bodin, T., 2020. Evidence for a serpentinized plate interface favouring continental subduction. *Nat Commun* 11, 2171. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-15904-7>
- Coggon, R., & Holland, T. J. B. (2002). Mixing properties of phengitic micas and revised garnet-phengite thermobarometers. *Journal of Metamorphic Geology*, 20(7), 683-696. <https://doi.org/10.1046/j.1525-1314.2002.00395.x>
- Compagnoni, R. (1977). The Sesia-Lanzo Zone : High pressure-low temperature metamorphism in the AustroAlpine continental margin. *Rendiconti Società Italiana di Mineralogia e Petrologia* -33(1)-335-31.
- Dal Piaz, G., Cortiana, G., Del Moro, A., Martin, S., Pennacchioni, G., Tartarotti, P., 2001. Tertiary age and paleostructural inferences of the eclogitic imprint in the Austroalpine

- outliers and Zermatt–Saas ophiolite, western Alps. *Int J Earth Sci* 90, 668–684. <https://doi.org/10.1007/s005310000177>
- de Capitani, C., Brown, T.H., 1987. The computation of chemical equilibrium in complex systems containing non-ideal solutions. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 51, 2639–2652. [https://doi.org/10.1016/0016-7037\(87\)90145-1](https://doi.org/10.1016/0016-7037(87)90145-1)
- de Capitani, C., Petrakakis, K., 2010. The computation of equilibrium assemblage diagrams with Theriak/Domino software. *American Mineralogist* 95, 1006–1016. <https://doi.org/10.2138/am.2010.3354>
- Deville, E., 1987. Etude géologique en Vanoise orientale (Alpes occidentales françaises, Savoie) : de la naissance à la structuration d'un secteur de la paléomarge européenne et de l'océan téthysien: aspects stratigraphiques, pétrographiques et tectoniques, Travaux du Département des sciences de la terre. Université de Savoie, Chambéry [France].
- Diaferia, G., & Cammarano, F. (2017). Seismic signature of the continental crust: what thermodynamics says. An example from the Italian Peninsula. *Tectonics*, 36(12), 3192–3208. <https://doi.org/10.1002/2016TC004405>
- Diehl, T., Husen, S., Kissling, E., Deichmann, N., 2009. High-resolution 3-D *P*-wave model of the Alpine crust. *Geophysical Journal International* 179, 1133–1147. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04331.x>
- Diener, J. F. A., Powell, R., White, R. W., & Holland, T. J. B. (2007). A new thermodynamic model for clino- and ortho-amphiboles in the system Na₂O–CaO–FeO–MgO–Al₂O₃–SiO₂–H₂O–O. *Journal of Metamorphic Geology*, 25(6), 631–656. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2007.00720.x>
- Erdman, M. E., Hacker, B. R., Zandt, G., & Seward, G. (2013). Seismic anisotropy of the crust: electron-backscatter diffraction measurements from the Basin and Range. *Geophysical Journal International*, 195(2), 1211–1229.
- Ewing, T.A., Hermann, J., Rubatto, D., 2013. The robustness of the Zr-in-rutile and Ti-in-zircon thermometers during high-temperature metamorphism (Ivrea-Verbano Zone, northern Italy). *Contrib Mineral Petrol* 165, 757–779. <https://doi.org/10.1007/s00410-012-0834-5>
- Fournier, M., Jolivet, L., Goffé, B., Dubois, R., 1991. Alpine Corsica Metamorphic Core Complex. *Tectonics* 10, 1173–1186. <https://doi.org/10.1029/91TC00894>
- Fréville, K., Trap, P., Vanardois, J., Melleton, J., Faure, M., Bruguier, O., Poujol, M., Lach, P., 2022. Carboniferous-Permian tectono-metamorphic evolution of the Pelvoux Massif (External Crystalline Massif, Western Alps), with discussion on flow kinematics of the Eastern-Variscan Shear Zone. *BSGF - Earth Sci. Bull.* 193, 13. <https://doi.org/10.1051/bsgf/2022008>
- Fumagalli, P., & Poli, S. (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. <https://doi.org/10.1093/petrology/egh088>
- Galli, A., Le Bayon, B., Schmidt, M.W., Burg, J.-P., Caddick, M.J., Reusser, E., 2011. Granulites and charnockites of the Gruf Complex: Evidence for Permian ultra-high temperature metamorphism in the Central Alps. *Lithos* 124, 17–45. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2010.08.003>

- Galli, A., Le Bayon, B., Schmidt, M.W., Burg, J.-P., Reusser, E., Sergeev, S.A., Larionov, A., 2012. U–Pb zircon dating of the Gruf Complex: disclosing the late Variscan granulitic lower crust of Europe stranded in the Central Alps. *Contrib Mineral Petrol* 163, 353–378. <https://doi.org/10.1007/s00410-011-0676-6>
- Galli, A., Le Bayon, B., Schmidt, M.W., Burg, J.-P., Reusser, E., 2013. Tectonometamorphic history of the Gruf complex (Central Alps): exhumation of a granulite–migmatite complex with the Bergell pluton. *Swiss J Geosci* 106, 33–62. <https://doi.org/10.1007/s00015-013-0120-1>
- Gibert, B., Seipold, U., Tommasi, A., & Mainprice, D. (2003). Thermal diffusivity of upper mantle rocks: Influence of temperature, pressure, and the deformation fabric. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B8). <https://doi.org/10.1029/2002JB002108>
- Green, E., Holland, T., & Powell, R. (2007). An order-disorder model for omphacitic pyroxenes in the system jadeite-diopside-hedenbergite-acmite, with applications to eclogitic rocks. *American Mineralogist*, 92(7), 1181–1189. <https://doi.org/10.2138/am.2007.2401>
- Hacker, B. R., Abers, G. A., & Peacock, S. M. (2003). Subduction factory 1. Theoretical mineralogy, densities, seismic wave speeds, and H₂O contents. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B1). <https://doi.org/10.1029/2001JB001129>
- Hacker, B. R., & Abers, G. A. (2004). Subduction Factory 3: An Excel worksheet and macro for calculating the densities, seismic wave speeds, and H₂O contents of minerals and rocks at pressure and temperature. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 5(1). <https://doi.org/10.1029/2003GC000614>
- Hacker, B. R., Ritzwoller, M. H., & Xie, J. (2014). Partially melted, mica-bearing crust in Central Tibet. *Tectonics*, 33(7), 1408–1424. <https://doi.org/10.1002/2014TC003545>
- Hacker, B. R., Kelemen, P. B., & Behn, M. D. (2015). Continental lower crust. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 43, 167–205.
- Handy, M.R., Franz, L., Heller, F., Janott, B., Zurbriggen, R., 1999. Multistage accretion and exhumation of the continental crust (Ivrea crustal section, Italy and Switzerland). *Tectonics* 18, 1154–1177. <https://doi.org/10.1029/1999TC900034>
- Handy, M., & Oberhänsli, R. (2004) Tectono-metamorphic age map of the Alps-A new approach.
- Herviou, C., Agard, P., Plunder, A., Mendes, K., Verlaquet, A., Deldicque, D., & Cubas, N. (2022). Subducted fragments of the Liguro-Piemont ocean, Western Alps: Spatial correlations and offscraping mechanisms during subduction. *Tectonophysics*, 827, 229267. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2022.229267>
- Hetényi, G., Cattin, R., Brunet, F., Bollinger, L., Vergne, J., Nábělek, J. L., & Diament, M. (2007). Density distribution of the India plate beneath the Tibetan plateau: Geophysical and petrological constraints on the kinetics of lower-crustal eclogitization. *Earth and Planetary Science Letters*, 264(1-2), 226–244. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.09.036>
- Hetényi, G., Molinari, I., Clinton, J., Bokelmann, G., Bondár, I., Crawford, W. C., ... & AlpArray Working Group. (2018). The AlpArray seismic network: a large-scale European experiment to image the Alpine Orogen. *Surveys in geophysics*, 39, 1009–1033. <https://doi.org/10.1007/s10712-018-9472-4>

- Hetényi, G., Chanard, K., Baumgartner, L. P., & Herman, F. (2021). Metamorphic transformation rate over large spatial and temporal scales constrained by geophysical data and coupled modelling. *Journal of Metamorphic Geology*, 39(9), 1131-1143. <https://doi.org/10.1111/jmg.12604>
- Holland, T., & Powell, R. (1998). An internally consistent thermodynamic data set for phases of petrological interest. *Journal of metamorphic Geology*, 16(3), 309-343. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.1998.00140.x>
- Holland, T., Baker, J., & Powell, R. (1998). Mixing properties and activity-composition relationships of chlorites in the system MgO-FeO-Al₂O₃-SiO₂-H₂O. *European Journal of Mineralogy*, 395-406. <https://doi.org/10.1127/ejm/10/3/0395>
- Jaillard, E. (1999). The late Cretaceous-Eocene sedimentation in the internal Briançonnais units of Vanoise (French Alps): Witnesses of early alpine movements. *Eclogae Geologicae Helveticae*, 92(2), 211-220.
- Jolivet, L., Dubois, R., Fournier, M., Goffé, B., Michard, A., & Jourdan, C. (1990). Ductile extension in alpine Corsica. *Geology*, 18(10), 1007-1010. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1990\)018<1007:DEIAC>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1990)018<1007:DEIAC>2.3.CO;2)
- Lahondère, D., Rossi, P., & Lahondère, J. C. (1999). Structuration alpine d'une marge continentale externe: le massif du Tenda (Haute-Corse). Implications géodynamiques au niveau de la transversale Corse-Apennins. *Géologie de la France*, (4), 27-44.
- Lamarque, G., Bascou, J., Maurice, C., Cottin, J. Y., Riel, N., & Ménot, R. P. (2016). Microstructures, deformation mechanisms and seismic properties of a Palaeoproterozoic shear zone: The Mertz shear zone, East-Antarctica. *Tectonophysics*, 680, 174-191.
- Lardeaux, J. M., & Spalla, M. I. (1991). From granulites to eclogites in the Sesia zone (Italian Western Alps): a record of the opening and closure of the Piedmont ocean. *Journal of Metamorphic Geology*, 9(1), 35-59. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.1991.tb00503.x>
- Le Bayon, B., & Balleve, M. (2006). Deformation history of a subducted continental crust (Gran Paradiso, Western Alps): continuing crustal shortening during exhumation. *Journal of Structural Geology*, 28(5), 793-815. <https://doi.org/10.1016/j.jsg.2006.02.009>
- Llana-Fúnez, S., & Brown, D. (2012). Contribution of crystallographic preferred orientation to seismic anisotropy across a surface analog of the continental Moho at Cabo Ortegal, Spain. *Bulletin*, 124(9-10), 1495-1513.
- Lloyd, G.E., Butler, R.W.H., Casey, M., Tatham, D.J., Mainprice, D., 2011. Constraints on the seismic properties of the middle and lower continental crust. *SP 360*, 7–32. <https://doi.org/10.1144/SP360.2>
- Lustrino, M., Duggen, S., & Rosenberg, C. L. (2011). The Central-Western Mediterranean: Anomalous igneous activity in an anomalous collisional tectonic setting. *Earth-Science Reviews*, 104(1-3), 1-40. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2010.08.002>
- Lyu, C., Pedersen, H.A., Paul, A., Zhao, L., Solarino, S., CIFALPS Working Group, 2017. Shear wave velocities in the upper mantle of the Western Alps: new constraints using array analysis of seismic surface waves. *Geophysical Journal International* 210, 321–331. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx166>

- Malusà, M.G., Guillot, S., Zhao, L., Paul, A., Solarino, S., Dumont, T., Schwartz, S., Aubert, C., Baccheschi, P., Eva, E., Lu, Y., Lyu, C., Pondrelli, S., Salimbeni, S., Sun, W., Yuan, H., 2021. The Deep Structure of the Alps Based on the CIfALPS Seismic Experiment: A Synthesis. *Geochem Geophys Geosyst* 22. <https://doi.org/10.1029/2020GC009466>
- Malusà, M.G., Zhao, L., Eva, E., Solarino, S., Paul, A., Guillot, S., Schwartz, S., Dumont, T., Aubert, C., Salimbeni, S., Pondrelli, S., Wang, Q., Zhu, R., 2017. Earthquakes in the western Alpine mantle wedge. *Gondwana Research* 44, 89–95. <https://doi.org/10.1016/j.gr.2016.11.012>
- Manzotti, P., Ballèvre, M., Zucali, M., Robyr, M., & Engi, M. (2014). The tectonometamorphic evolution of the Sesia–Dent Blanche nappes (internal Western Alps): review and synthesis. *Swiss Journal of Geosciences*, 107(2), 309–336. <https://doi.org/10.1007/s00015-014-0172-x>
- Marchant, R. H., & Stampfli, G. M. (1997). Subduction of continental crust in the Western Alps. *Tectonophysics*, 269(3–4), 217–235.
- Martin, L. A., Rubatto, D., Brovarone, A. V., & Hermann, J. (2011). Late Eocene lawsonite–eclogite facies metasomatism of a granulite sliver associated to ophiolites in Alpine Corsica. *Lithos*, 125(1–2), 620–640. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2011.03.015>
- Meresse, F., Lagabriele, Y., Malavieille, J., Ildefonse, B., 2012. A fossil Ocean–Continent Transition of the Mesozoic Tethys preserved in the Schistes Lustrés nappe of northern Corsica. *Tectonophysics* 579, 4–16. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2012.06.013>
- Mintrone, M., Galli, A., Schmidt, M.W., 2022. Exhumation of a migmatitic unit through self-enhanced magmatic weakening enabled by tectonic contact metamorphism (Gruf complex, Central European Alps). *Contrib Mineral Petrol* 177, 56. <https://doi.org/10.1007/s00410-022-01919-4>
- Nábělek, J. L., Vergne, J., & Hetenyi, G. (2005, December). Project Hi-CLIMB: a synoptic view of the Himalayan collision zone and Southern Tibet. In *AGU Fall Meeting Abstracts* (Vol. 2005, pp. T52A-02).
- Naus-Thijssen, F. M., Goupee, A. J., Vel, S. S., & Johnson, S. E. (2011). The influence of microstructure on seismic wave speed anisotropy in the crust: Computational analysis of quartz–muscovite rocks. *Geophysical Journal International*, 185(2), 609–621.
- Nicollet, C., Bosse, V., Spalla, M. I., & Schiavi, F. (2018). Eocene ultra-high temperature (UHT) metamorphism in the Gruf complex (Central Alps): constraints by LA-ICPMS zircon and monazite dating in petrographic context. *Journal of the Geological Society*, 175(5), 774–787. <https://doi.org/10.1144/jgs2018-017>
- Nouibat A., Stehly L., Paul A., Schwartz S., Bodin T., Dumont T., Rolland Y., Brossier Y., Cifalps Team and AlpArray Working Group, Lithospheric transdimensional ambient-noise tomography of W-Europe: implications for crustal-scale geometry of the W-Alps, *Geophysical Journal International*, Volume 229, Issue 2, May 2022, Pages 862–879. <https://doi.org/10.1093/gji/ggab520>
- Oalman, J., Duesterhoeft, E., Möller, A., & Bousquet, R. (2019). Constraining the pressure–temperature evolution and geodynamic setting of UHT granulites and migmatitic paragneisses of the Gruf Complex, Central Alps. *International Journal of Earth Sciences*, 108(3), 911–930. <https://doi.org/10.1007/s00531-019-01686-x>

- Okaya, D., Vel, S. S., Song, W. J., & Johnson, S. E. (2019). Modification of crustal seismic anisotropy by geological structures (“structural geometric anisotropy”). *Geosphere*, 15(1), 146-170.
- Park, Y., & Jung, H. (2022). Seismic velocity and anisotropy of glaucophane and epidote in experimentally deformed epidote blueschist and implications for seismic properties in warm subduction zones. *Earth and Planetary Science Letters*, 598, 117822.
- Pasquale, V., Chiozzi, P., Verdoya, M., Gola, G., 2012. Heat flow in the Western Po Basin and the surrounding orogenic belts: Heat flow in the Western Po Basin. *Geophysical Journal International* 190, 8–22. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2012.05486.x>
- Pasquale, V., Verdoya, M., & Chiozzi, P. (2014). Heat flow and geothermal resources in northern Italy. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 36, 277 - 285. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2014.04.075>
- Pattison, D. R., De Capitani, C., & Gaidies, F. (2011). Petrological consequences of variations in metamorphic reaction affinity. *Journal of Metamorphic Geology*, 29(9), 953-977. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2011.00950.x>
- Paul, A., Nouibat, A., Zhao, L., Solarino, S., Schwartz, S., Malusà, M., ... & AlpArray Working Group. (2021, April). Striking differences in lithospheric structure between the north- and south-western Alps: insights from receiver functions along the Cifalps profiles and a new Vs model. In *EGU General Assembly Conference Abstracts* (pp. EGU21-9391). <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu21-9391>
- Paul, A., Malusà, M. G., Solarino, S., Salimbeni, S., Eva, E., Nouibat, A., ... & Zhao, L. (2022). Along-strike variations in the fossil subduction zone of the Western Alps revealed by the CIFALPS seismic experiments and their implications for exhumation of (ultra-) high-pressure rocks. *Earth and Planetary Science Letters*, 598, 117843. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117843>
- Pognante, U. (1989a). Lawsonite, blueschist and eclogite formation in the southern Sesia Zone (Western Alps, Italy). *European Journal of Mineralogy*, 89-104. <https://doi.org/10.1127/ejm/01/1/0089>
- Pognante, U., 1989b. Tectonic implications of lawsonite formation in the Sesia zone (Western Alps). *Tectonophysics* 162, 219–227. [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(89\)90245-X](https://doi.org/10.1016/0040-1951(89)90245-X)
- Pognante, U. (1991). Petrological constraints on the eclogite-and blueschist-facies metamorphism and P-T-t paths in the western Alps. *Journal of Metamorphic Geology*, 9(1), 5-17. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.1991.tb00501.x>
- Plunder, A., Agard, P., Dubacq, B., Chopin, C., & Bellanger, M. (2012). How continuous and precise is the record of P–T paths? Insights from combined thermobarometry and thermodynamic modelling into subduction dynamics (Schistes Lustrés, W. Alps). *Journal of Metamorphic Geology*, 30(3), 323-346. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2011.00969.x>
- Quick, J. E., Sinigoi, S., Snoke, A. W., Kalakay, T. J., Mayer, A., & Peressini, G. (2003). Geologic map of the southern Ivrea-Verbano zone, northwestern Italy. <https://doi.org/10.3133/i2776>
- Redler, C., Johnson, T. E., White, R. W., & Kunz, B. E. (2012). Phase equilibrium constraints on a deep crustal metamorphic field gradient: metapelitic rocks from the Ivrea Zone (NW Italy). *Journal of Metamorphic Geology*, 30(3), 235-254. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2011.00965.x>

- Redler, C., White, R.W., Johnson, T.E., 2013. Migmatites in the Ivrea Zone (NW Italy): Constraints on partial melting and melt loss in metasedimentary rocks from Val Strona di Omegna. *Lithos* 175–176, 40–53. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2013.04.019>
- Roda, M., Spalla, M. I., & Marotta, A. M. (2012). Integration of natural data within a numerical model of ablative subduction: a possible interpretation for the Alpine dynamics of the Austroalpine crust. *Journal of Metamorphic Geology*, 30(9), 973-996. <https://doi.org/10.1111/jmg.12000>
- Roda, M., De Salvo, F., Zucali, M., Spalla, M.I., 2018. Structural and metamorphic evolution during tectonic mixing: is the Rocca Canavese Thrust Sheet (Italian Western Alps) a subduction-related mélange? *IJG* 137, 311–329. <https://doi.org/10.3301/IJG.2018.17>
- Roda, M., Zucali, M., Regorda, A., Spalla, M.I., 2020. Formation and evolution of a subduction-related mélange: The example of the Rocca Canavese Thrust Sheets (Western Alps). *GSA Bulletin* 132, 884–896. <https://doi.org/10.1130/B35213.1>
- Rondenay, S., Abers, G.A., van Keken, P.E., 2008. Seismic imaging of subduction zone metamorphism. *Geol* 36, 275. <https://doi.org/10.1130/G24112A.1>
- Rosenberg, C. L. (2004). Shear zones and magma ascent: a model based on a review of the Tertiary magmatism in the Alps. *Tectonics*, 23(3). <https://doi.org/10.1029/2003TC001526>
- Rudnick, R.L., Fountain, D.M., 1995. Nature and composition of the continental crust: A lower crustal perspective. *Rev. Geophys.* 33, 267. <https://doi.org/10.1029/95RG01302>
- Rudnick, R. L., Gao, S., Holland, H. D., & Turekian, K. K. (2003). Composition of the continental crust. *The crust*, 3, 1-64.
- Schmid, S. M., Aebli, H. R., Heller, F., & Zingg, A. (1989). The role of the Periadriatic Line in the tectonic evolution of the Alps. Geological Society, London, Special Publications, 45(1), 153-171. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.1989.045.01.08>
- Schmid, S. M., & Kissling, E. (2000). The arc of the western Alps in the light of geophysical data on deep crustal structure. *Tectonics*, 19(1), 62-85. <https://doi.org/10.1029/1999TC900057>
- Schmid, S. M., Fügenschuh, B., Kissling, E., & Schuster, R. (2004). Tectonic map and overall architecture of the Alpine orogen. *Eclogae Geologicae Helveticae*, 97(1), 93-11. <https://doi.org/10.1007/s00015-004-1113-x>
- Schmid, S. M., Kissling, E., Diehl, T., van Hinsbergen, D. J., & Molli, G. (2017). Ivrea mantle wedge, arc of the Western Alps, and kinematic evolution of the Alps–Apennines orogenic system. *Swiss Journal of Geosciences*, 110(2), 581-612. <https://doi.org/10.1007/s00015-016-0237-0>
- Schmitz, S., Möller, A., Wilke, M., Malzer, W., Kanngiesser, B., Bousquet, R., ... & Schefer, S. (2009). Chemical U-Th-Pb dating of monazite by 3D-Micro X-ray fluorescence analysis with synchrotron radiation. *European Journal of Mineralogy*, 21(5), 927-945. <https://doi.org/10.1127/0935-1221/2009/0021-1964>
- Schneider, F. M., Yuan, X., Schurr, B., Mechie, J., Sippl, C., Haberland, C., ... & Negmatullaev, S. (2013). Seismic imaging of subducting continental lower crust beneath the Pamir. *Earth and Planetary Science Letters*, 375, 101-112.

- Shiomi, K., & Park, J. (2008). Structural features of the subducting slab beneath the Kii Peninsula, central Japan: Seismic evidence of slab segmentation, dehydration, and anisotropy. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B10).
- Siegesmund, S., Kern, H., & Vollbrecht, A. (1991). The effect of oriented microcracks on seismic velocities in an ultramylonite. *Tectonophysics*, 186(3-4), 241-251.
- Solarino, S., Malusà, M.G., Eva, E., Guillot, S., Paul, A., Schwartz, S., Zhao, L., Aubert, C., Dumont, T., Pondrelli, S., Salimbeni, S., Wang, Q., Xu, X., Zheng, T., Zhu, R., 2018. Mantle wedge exhumation beneath the Dora-Maira (U)HP dome unravelled by local earthquake tomography (Western Alps). *Lithos* 296–299, 623–636. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2017.11.035>
- Spear, F.S., Thomas, J.B. & Hallett, B.W. Overstepping the garnet isograd: a comparison of QuiG barometry and thermodynamic modeling. *Contrib Mineral Petrol* 168, 1059 (2014). <https://doi.org/10.1007/s00410-014-1059-6>
- Speranza, F., Minelli, L., Pignatelli, A., Gilardi, M., 2016. Curie temperature depths in the Alps and the Po Plain (northern Italy): Comparison with heat flow and seismic tomography data. *Journal of Geodynamics* 98, 19–30. <https://doi.org/10.1016/j.jog.2016.03.012>
- 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(1-2), 73-90. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2010.02.004>
- Vavra, G., Schmid, R., Gebauer, D., 1999. Internal morphology, habit and U-Th-Pb microanalysis of amphibolite-to-granulite facies zircons: geochronology of the Ivrea Zone (Southern Alps). *Contributions to Mineralogy and Petrology* 134, 380–404. <https://doi.org/10.1007/s004100050492>
- Vitale Brovarone, A., Beltrando, M., Malavieille, J., Giuntoli, F., Tondella, E., Groppo, C., Beyssac, O., Compagnoni, R., 2011. Inherited Ocean–Continent Transition zones in deeply subducted terranes: Insights from Alpine Corsica. *Lithos* 124, 273–290. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2011.02.013>
- Ward, D., Mahan, K., & Schulte-Pelkum, V. (2012). Roles of quartz and mica in seismic anisotropy of mylonites. *Geophysical Journal International*, 190(2), 1123-1134.
- White, R. W., Powell, R., & Clarke, G. L. (2002). The interpretation of reaction textures in Fe-rich metapelitic granulites of the Musgrave Block, central Australia: constraints from mineral equilibria calculations in the system K₂O–FeO–MgO–Al₂O₃–SiO₂–H₂O–TiO₂–Fe₂O₃. *Journal of Metamorphic Geology*, 20(1), 41-55. <https://doi.org/10.1046/j.0263-4929.2001.00349.x>
- White, R. W., Powell, R., & Holland, T. J. B. (2007). Progress relating to calculation of partial melting equilibria for metapelites. *Journal of Metamorphic Geology*, 25(5), 511-527. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2007.00711.x>
- White, L.T., Rawlinson, N., Lister, G.S., Waldhauser, F., Hejrani, B., Thompson, D.A., Tanner, D., Macpherson, C.G., Tkalčić, H., Morgan, J.P., 2019. Earth's deepest earthquake swarms track fluid ascent beneath nascent arc volcanoes. *Earth and Planetary Science Letters* 521, 25–36. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2019.05.048>
- Whitney, D. L., & Evans, B. W. (2010). Abbreviations for names of rock-forming minerals. *American mineralogist*, 95(1), 185-187.

- Zertani, S., Vrijmoed, J. C., Tilmann, F., John, T., Andersen, T. B., & Labrousse, L. (2020). P wave anisotropy caused by partial eclogitization of descending crust demonstrated by modeling effective petrophysical properties. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 21(6), e2019GC008906.
- Zhang, Z., Wang, Y., Houseman, G.A., Xu, T., Wu, Z., Yuan, X., Chen, Y., Tian, X., Bai, Z., Teng, J., 2014. The Moho beneath western Tibet: Shear zones and eclogitization in the lower crust. *Earth and Planetary Science Letters* 408, 370–377. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.10.022>
- Zhao, L., Paul, A., Guillot, S., Solarino, S., Malusà, M.G., Zheng, T., Aubert, C., Salimbeni, S., Dumont, T., Schwartz, S., Zhu, R., Wang, Q., 2015. First seismic evidence for continental subduction beneath the Western Alps. *Geology* 43, 815–818. <https://doi.org/10.1130/G36833.1>
- Zingg, A., Handy, M.R., Hunziker, J.C., Schmid, S.M., 1990. Tectonometamorphic history of the Ivrea Zone and its relationship to the crustal evolution of the Southern Alps. *Tectonophysics* 182, 169–192. [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(90\)90349-D](https://doi.org/10.1016/0040-1951(90)90349-D)
- Zucali, M., Spalla, M.I., 2011. Prograde lawsonite during the flow of continental crust in the Alpine subduction: Strain vs. metamorphism partitioning, a field-analysis approach to infer tectonometamorphic evolutions (Sesia-Lanzo Zone, Western Italian Alps). *Journal of Structural Geology* 33, 381–398. <https://doi.org/10.1016/j.jsg.2010.12.006>
- Zucali, M., Spalla, M. I., Gosso, G., Racchetti, S., & Zulbati, F. (2004). Prograde LWS-KY transition during subduction of the Alpine continental crust of the Sesia-Lanzo Zone: The Ivozio Complex. *Journal of the Virtual Explorer*, 16(4), 1-21. <https://doi.org/10.3809/jvirtex.2004.00105>

Chapitre 2

Mesures expérimentales et estimations de l'anisotropie des roches analogues à différentes échelles

Sommaire

I.	Introduction.....	127
II.	Méthodes.....	130
A.	Mesures pétrophysiques 3D – presse triaxiale et propagation d’ultra-sons.....	130
B.	Mesures de CPO et traitement MTex.....	133
III.	Description des échantillons.....	134
IV.	Résultats.....	137
A.	Propriétés pétrophysiques 3D	138
1.	Effets de la Température.....	138
2.	Effets de la pression	140
3.	Vitesse des ondes P aux conditions standards.....	144
4.	Vitesse des ondes P à haute pression.....	145
5.	Évolution de l’anisotropie avec la pression	146
6.	Vitesses et anisotropies de vitesse en profondeur : effets conjugués de P et T.	147
7.	Effet de l’anisotropie dans les fonctions-récepteur	149
B.	Propriétés sismiques à partir de mesures des CPO.....	153
1.	Mesures des CPO et calculs de vitesses sismiques en conditions standards	153
2.	Hétérogénéité sismique - Quantifier l’effet du litage sur l’anisotropie.....	163
C.	Bilan des résultats	169
V.	Discussion	171
A.	De l’échantillon à l’échelle sismique : quels arguments pour un changement d’échelle ?	171
B.	Élasticité des roches dans la direction Z	173
C.	L’anisotropie des roches par rapport au plan de foliation	174
VI.	Conclusion.....	177

Avant-propos

Les propriétés sismiques quantifiées permettent de faire le lien entre les observations sismiques et les caractéristiques géologiques (composition minéralogique, modale ou régime de déformation). Les vitesses sismiques *bulk* des ondes P et des ondes S sont principalement contrôlées par les assemblages minéralogiques (e.g. *Hacker et al., 2003*). Nous avons tenté de quantifier leurs effets sur les vitesses des ondes S au 1^{er} chapitre. Cependant rubanement, SPO et CPO produisent de l'anisotropie (e.g. *Bascou et al., 2001 ; Faccenda et al., 2019 ; Keppler et al., 2017 ; Zhong et al., 2014*) modifiant la signature sismique des objets. Contraindre les interprétations des données sismiques de la croûte (moyenne et profonde) nécessite donc des mesures en laboratoire et des calculs des propriétés sismiques à partir de données EBSD. Dans ce chapitre, ces deux méthodes sont employées en partie sur les mêmes analogues de terrains que le chapitre précédent et sont comparées afin d'évaluer la part de l'anisotropie sismique intrinsèque à l'échelle n dans l'anisotropie effective (complète) à l'échelle n+1.

I. Introduction

Comme évoqué en introduction, l'anisotropie sismique est souvent interprétée comme le résultat de la déformation ductile des matériaux terrestres qui peut produire un fort alignement préférentiel des axes cristallographiques (CPO) et donc une forte anisotropie intrinsèque, si les roches sont constituées de minéraux ayant une forte anisotropie (Fig. 2.1) (e.g. *Shapiro et al., 2004* ; *Schulte-Pelkum et al., 2005* ; *Nábělek et al., 2009* ; *Schulte-Pelkum et Mahan, 2014*). Pourtant, l'anisotropie à l'échelle sismique à l'échelle de la lithosphère résulte non seulement de cette anisotropie intrinsèque, mais également de propriétés à plus grandes échelles. L'anisotropie apparente dépend aussi des hétérogénéités à des échelles inférieures à la longueur d'onde des ondes sismiques, tels que le litage ou les réseaux de fractures (cube, Fig. 2.1). Séparer ces deux sources potentielles d'anisotropie dans les données sismiques actuelles, ne semble pas facile, voir même pas possible (*Fichtner et al., 2013* ; *Wang et al., 2013*). En revanche, il est possible de quantifier les effets conjugués de l'anisotropie intrinsèque, liée aux CPO, et des hétérogénéités sur les vitesses de propagation des ondes à partir d'études pétrophysiques. L'effet des hétérogénéités combinées aux CPO est mesurable à partir d'échantillons macroscopiques (Fig. 2.1) ; celui des CPO seules est quantifiable à partir de mesures EBSD (Fig. 2.1). Les mesures en laboratoires à pression et température variables permettent de retrouver les valeurs aux conditions standards à comparer aux valeurs déduites des CPO, mais aussi les dérivées des vitesses selon P et T qui permettent d'extrapoler les vitesses mesurées aux conditions réelles en profondeur. Des études récentes s'attèlent même à mesurer les 21 constantes élastiques du tenseur élastique complet (e.g. *Aminzadeh et al., 2022*). Si le transfert d'échelle de la lame mince (CPO) aux échantillons macroscopiques (mesures directes) est relativement bien contraint, le saut d'échelle aux dimensions des objets réels (unités tectoniques ou lithologiques pluri-kilométriques) reste à discuter.

**Physical prop. at n scale = Physical prop. at n-1 x Heterogeneity at n-1
& Heterogeneity at n-1 = Physical prop. at n-2**

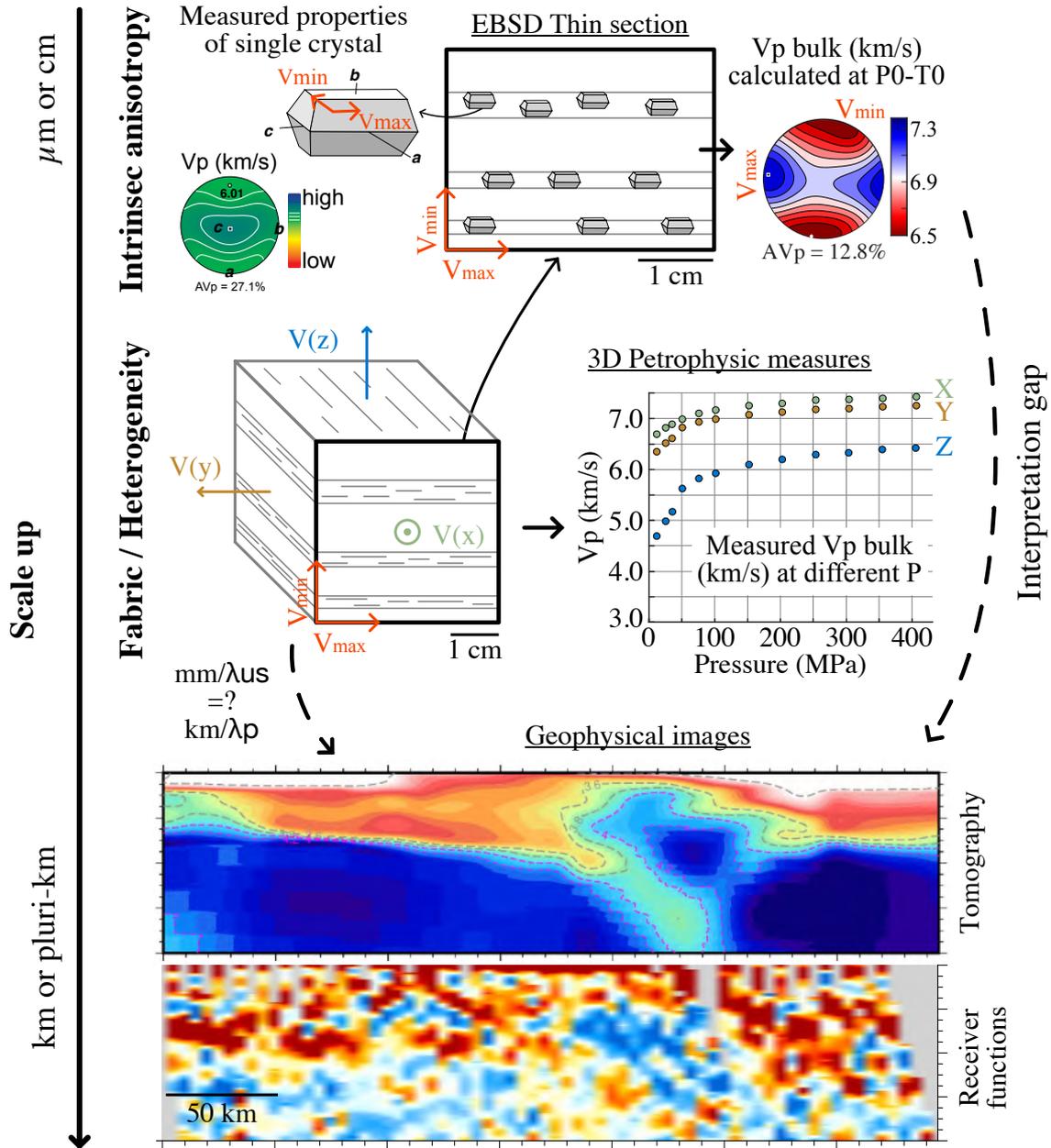


Figure 2.1 : Déconvolution de l’anisotropie à l’échelle sismique. Les propriétés physiques à l’échelle n sont le résultat des propriétés physiques et des hétérogénéités à l’échelle $n-1$. L’anisotropie intrinsèque s’applique à l’échelle du micromètre ou du centimètre et provient de l’orientation des cristaux. A chaque changement d’échelle supérieure, les hétérogénéités des échelles précédentes se traduisent en anisotropie.

Dans la croûte moyenne et inférieure, micas (e.g. *Weiss et al., 1999 ; Lloyd et al., 2009 ; Erdman et al., 2013*) et amphiboles (e.g. *Barberini et al., 2007 ; Tatham et al., 2008 ; Ji et al., 2013*) sont considérés comme les phases les plus anisotropes en vitesses de propagation, générant de fortes anisotropies sismiques effectives si elles sont porteuses de fortes CPO. Feldspaths et quartz jouent également un rôle significatif en raison de leur pourcentage volumique et leur anisotropie intrinsèque forte (*Almqvist et Mainprice, 2017*). Dans les roches crustales, les réactions métamorphiques sont responsables de l'apparition et la disparition de minéraux anisotropes. Quelles sont les réactions favorisant l'anisotropie des roches et lesquelles les rendent isotropes ? Est-il possible de prédire l'évolution de l'anisotropie des roches en fonction des réactions ? Cela a été fait pour les plagioclases : leurs productions et déstabilisation pourraient créer un fort contraste de propriétés sismiques (*Llana-Fùnez et Brown, 2012*) ou, lorsque la croûte s'éclogitise, entraîner une perte de contraste par rapport au manteau et une baisse du rapport V_p/V_s (Fig. 2.2a, *Zertani et al., 2019*). Cette perte de contraste en raison de l'éclogitisation est également attestée pour une croûte océanique, causée par les réactions de déshydratation en profondeur (*Rondenay et al., 2008*).

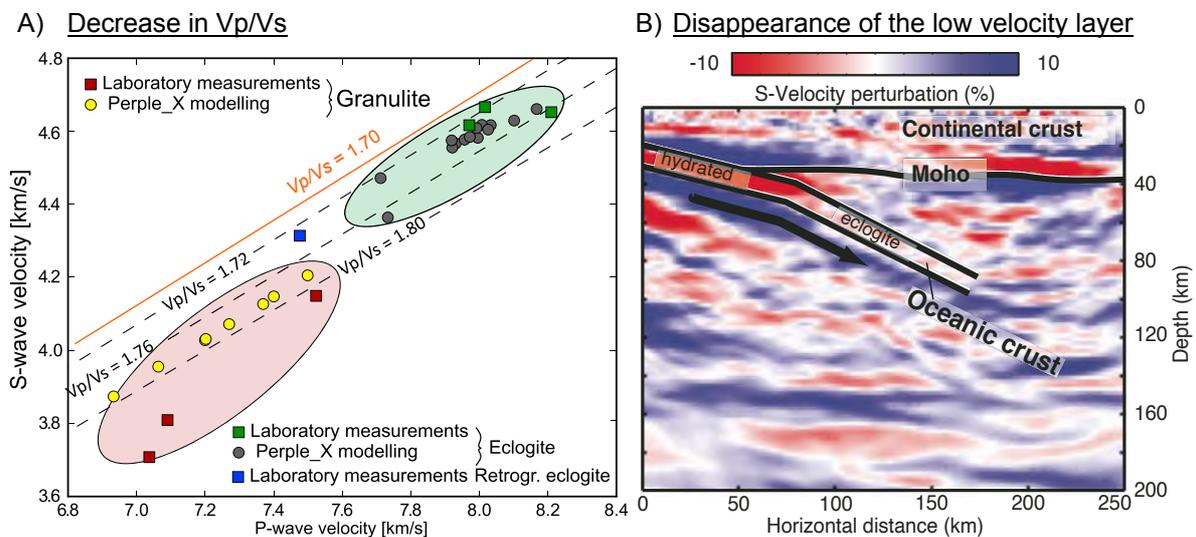


Figure 2.2 : Propriétés liées à l'éclogitisation de la croûte. A) Diagramme de vitesse des ondes S par rapport à celle des ondes P (*Zertani et al., 2019*). Les résultats de mesures en laboratoire sont présentés sous forme de moyennes pour chaque échantillon dans les 3D. Les zones rouges et vertes montrent les gammes de vitesses bulk de la granulite et de l'éclogite, respectivement. B) Images sismiques à haute résolution des Cascades, tiré de *Rondenay et al. (2008)*. L'échelle

de couleur rouge à bleue représente les perturbations négatives (plus lentes) à positives (plus rapides) de la vitesse des ondes S par rapport à un modèle de fond unidimensionnel.

Quelles prédictions peut-on faire pour une croûte du faciès des amphibolites qui se granulitise ? A priori, les amphiboles sont déstabilisées au profit des clinopyroxènes et des grenats, donc au profit de minéraux moins anisotropes. Une diminution de l'anisotropie intrinsèque serait donc envisageable. Néanmoins, une diminution de l'anisotropie à l'échelle de la roche n'est pas évidente. Les anisotropies des différentes phases ne s'additionnent pas systématiquement à l'échelle de l'agrégat et il se peut que le développement d'une foliation en génère une autre à l'échelle supérieure. Mesurer l'anisotropie des roches en prenant en compte les textures macroscopiques est donc nécessaire pour contraindre les interprétations des données sismiques de la croûte. La connaissance des paramètres élastiques des minéraux (*Lloyd et al., 2011 ; Almquist et Mainprice, 2017*) permet le calcul de V_p et V_s , ainsi que leurs anisotropies, pour un agrégat dont les proportions et les orientations cristallographiques sont connues. Cependant, ce calcul ne considère pas l'organisation des phases (tels que le litage ou les veines), ni l'impact des joints de grains ou des microfissures, pouvant accentuer ou atténuer l'anisotropie résultante. Les mesures directes réalisées sous différentes pressions et températures (*Kern, 1978 ; Motra et Zertani, 2018*) offrent la possibilité d'évaluer ces effets et de quantifier les dérivées partielles de V_p et V_s en fonction de P et T . Ces dérivées sont nécessaires pour extrapoler les vitesses des ondes P et S aux conditions spécifiques en profondeur. Grâce à ces mesures, il est donc envisageable de prédire l'évolution de l'anisotropie d'une roche au cours de son enfouissement.

II. Méthodes

A. Mesures pétrophysiques 3D – presse triaxiale et propagation d'ultra-sons

Des mesures de la vitesse des ondes P et S ont été effectuées à l'Université de Kiel (Allemagne) dans une presse triaxiale multi-enclumes en utilisant la technique de transmission d'impulsions ultrasonores (*Kern, 1978 ; Kern et Fakhimi, 1975*) sur des cubes de roche de 43 mm de côté. Les cubes ont été réalisés parallèles aux trois directions principales de la fabrique (visibles au niveau macroscopique) de la roche, c'est-à-dire X dans le plan de foliation et parallèle à la linéation, Y dans le plan de foliation et perpendiculaire à la linéation, et Z perpendiculaire à la foliation. Un ensemble complet de mesures comprend trois vitesses d'ondes

P (directions X, Y et Z) et six vitesses d'ondes S (deux directions de polarisation perpendiculaires pour chacun des trois axes). Les vitesses des ondes P et S ont été calculées à partir de la distance parcourue par l'onde, corrigée du déplacement des pistons lors de la mise sous pression, et du temps de trajet à travers l'échantillon.

Les mesures ont été effectuées en trois cycles : (i) cycle de pression : augmentation par paliers de 50 MPa jusqu'à 400 ou 600 MPa, à température ambiante, puis déchargement avec le même pas (Fig. 2.0). (ii) cycle d'augmentation de température et pression conjointes de 20°C et 0 MPa, jusqu'à 600°C et 600 MPa ou 400°C et 400 MPa, par paliers de 100 MPa et 100°C. (iii) cycle de déchargement où la température diminue par paliers de 100°C jusqu'à 20°C, à une pression constante de 600 MPa. Une fois la température à 20°C, la pression est relâchée jusqu'à 0 MPa par paliers de 50 MPa. Après chaque étape de chauffage, l'échantillon est maintenu pendant 30 minutes à la même température pour assurer une température homogène dans tout l'échantillon. Les vitesses sont mesurées ensuite.

La figure 2.3 montre les résultats de mesure de vitesse des ondes P lors du cycle de pression pour deux échantillons. Les dimensions X, Y et Z sont déduites des échantillons macroscopiques. Le schiste bleu du Lanzo (4LZ21) montre des directions différenciables et conservées lors de l'augmentation de pression. La vitesse minimale correspond à la direction Z et la vitesse maximale est mesurée selon la direction X. A l'inverse, pour le leucogranite du massif du Gruf (4GR21), les dimensions X, Y et Z ne sont pas facilement discernable à l'échelle macroscopique puisque la roche est bien plus isotrope. Lors du cycle de pression, les vitesses maximales et minimales ne sont pas toujours orientées dans la même direction et ne correspondent pas aux directions X et Z, ce qui met en évidence une faible anisotropie.

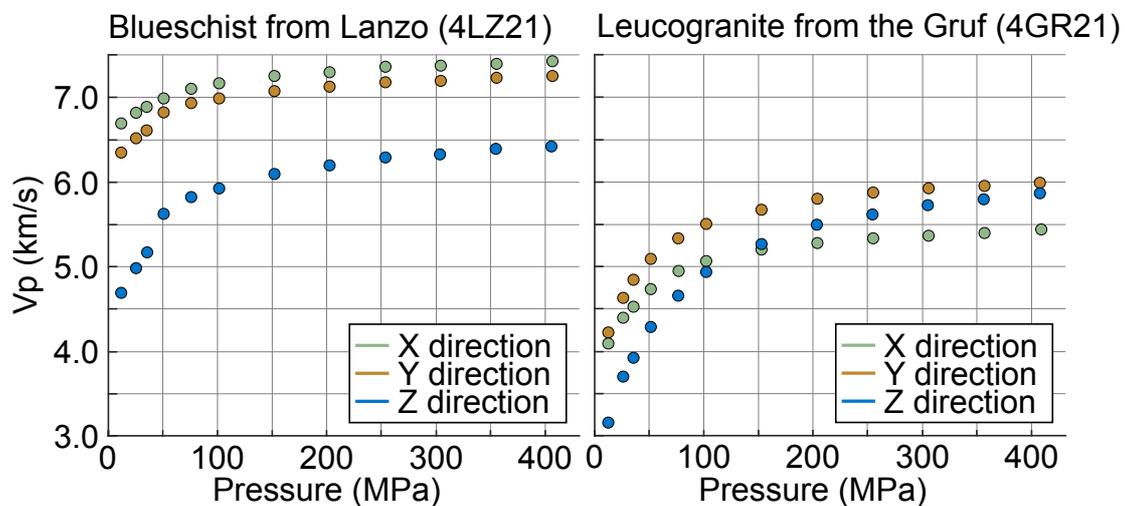


Figure 2.3 : Mesures de V_p au cours du cycle la pression pour deux échantillons. Les directions X, Y et Z sont déduites *a priori* sur les échantillons macroscopiques.

Jusqu'aux alentours de 250 MPa, l'augmentation des vitesses des ondes P est rapide et non linéaire, généralement attribuée à la fermeture des fissures (distance B , Fig. 2.4). Passé cette pression, appelée pression de fermeture, la courbe se rapproche d'une droite linéaire (droite verte Fig. 2.4). Les différents cycles de mesure permettent d'évaluer les changements de vitesse des ondes P et S avec la pression et la température indépendamment et donc dV/dP et dV/dT . Les courbes à pression variables peuvent être décrites par une équation exponentielle à 4 paramètres (Ji *et al.*, 2007, Fig. 2.4) :

$$V_{(P)} = V_0 + DP - B_0 \exp(-kP), (1)$$

avec V_0 la vitesse à pression nulle en l'absence de pores/fissures, D la dérivée selon la pression dans le régime élastique linéaire, B_0 la chute de vitesse causée par la présence de pores/fissures à basse pression, k la constante de décroissance de la chute de vitesse dans le régime élastique non linéaire.

L'anisotropie sismique des ondes P peut finalement être calculée à partir des mesures en laboratoire, puisque celles-ci sont faites dans les 3 directions :

$$AV_p = \frac{100 * (V_{p_{max}} - V_{p_{min}})}{(V_{p_{max}} + V_{p_{min}})/2} (2)$$

Celle des ondes S est plus complexe puisqu'il y a 6 directions mais suit le même principe. La vitesse maximale est celle dans la direction de polarisation rapide, tandis que la vitesse minimale est celle dans la direction de polarisation lente.

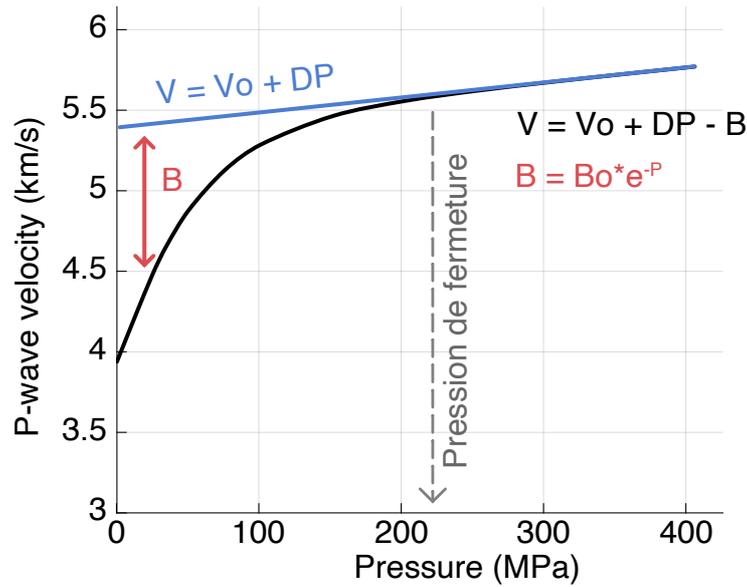


Figure 2.4 : Signification physique des paramètres de l'équation (1) : Tous les paramètres sont définis dans le texte. L'effet des microfissures sur les vitesses est représenté par la distance B et s'exprime selon l'expression en rouge.

B. Mesures de CPO et traitement MTEX

Nous avons mesuré les CPO sur lames minces à l'aide d'un microscope électronique à balayage ZEISS Supra 55VP, Sorbonne Université, IStEP, équipé d'un détecteur de diffraction par rétrodiffusion d'électrons (EBSD) (e.g. Dingley et Field, 1997). L'orientation des cristaux est déterminée en un point de mesure à partir d'une comparaison entre le dessin constitué des bandes de Kikuchi et ceux d'un catalogue de minéraux déterminé. Les angles d'Euler caractérisant l'orientation du cristal sont déterminés en même temps que la nature du minéral. La précision relative des orientations cristallines mesurées à partir des diagrammes de rétrodiffusion des électrons est meilleure que 1° (Krieger Lassen, 1996). Afin d'améliorer la qualité des diagrammes de diffraction, le relief sur la lame mince est minimisé par un polissage soigneux à l'aide de silice colloïdale.

Les vitesses sismiques sont calculées avec la boîte à outils Matlab MTEX (Bachmann et al., 2010) en utilisant l'équation de Christoffel (Crosson et Lin, 1971) :

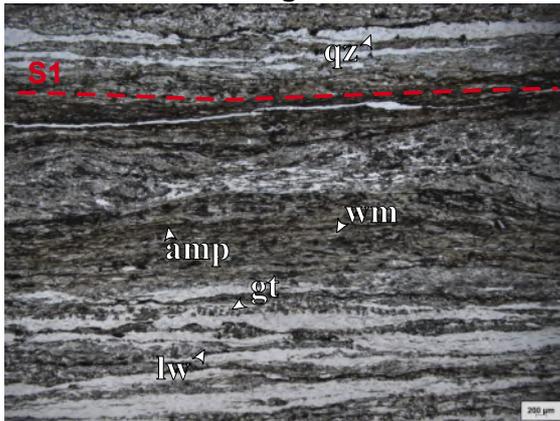
$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (3)$$

où $\frac{\partial u_i}{\partial x_k}$ est équivalent au déplacement ou à la déformation (ε). Le tenseur de rigidité élastique (σ_{ij} au deuxième ordre) de l'agrégat a ensuite été évalué à partir des constantes de raideur élastique (C_{ijkl}) de chaque cristal, de l'orientation, de la densité des cristaux et de leur proportion modale dans la roche. Dans le calcul, seules les principale phases minérales majeures (supérieures à 4%) ont été prises en compte. Les références des raideurs, déterminés à conditions ambiantes sauf précisions, sont *Ogi et al. (2006)* pour le quartz (déterminé à pression ambiante et 300°K), *Aleksandrov et Ryzhova (1961)* pour la biotite et la chlorite, *Bezacier et al. (2010)* pour le glaucophane, *Vaughan et Guggenheim (1986)* pour la muscovite, *Brown et al. (2006)* pour l'albite, *Aleksandrov et al. (1974)* pour l'orthoclase, l'épidote et l'hornblende, *Babuska et al. (1978)* pour le grenat, *Schilling et al. (2003)* pour la lawsonite, et *Ozkan et Jamieson (1978)* pour le zircon. La moyenne Voigt-Reuss-Hill (moyenne arithmétique de celle de Voigt et de Reuss) a été utilisée. Le choix de cette moyenne est discuté en introduction.

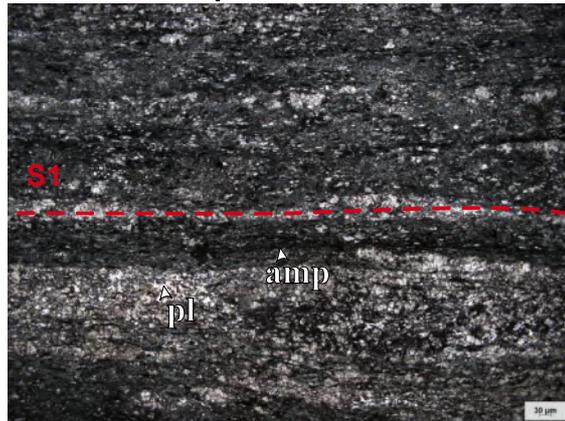
III. Description des échantillons

Les planches de photos suivantes, réalisées au même grossissement, montre le litage et la minéralogie des roches pour lesquelles les mesures de vitesses pétrophysiques 3D, et CPO pour certaines, ont été effectuées.

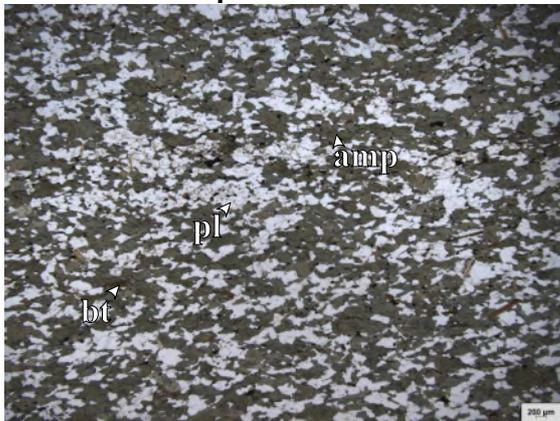
Corsica kinzigite - 3COR21



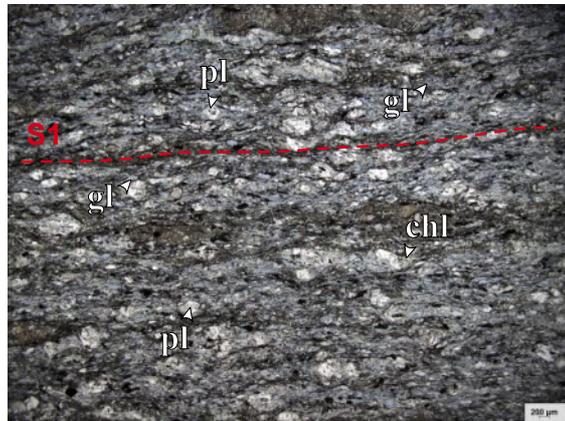
GP amphibolite - 7GP21



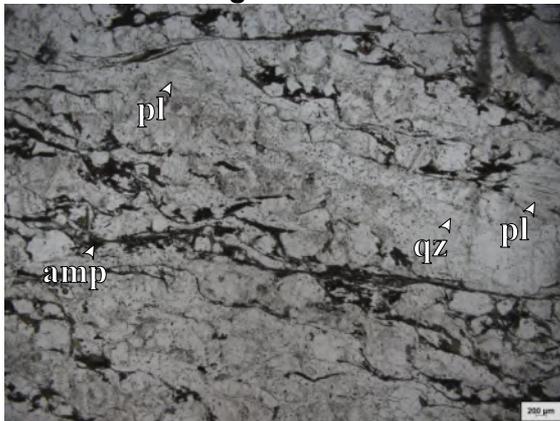
Gruf amphibolite - 5GR21



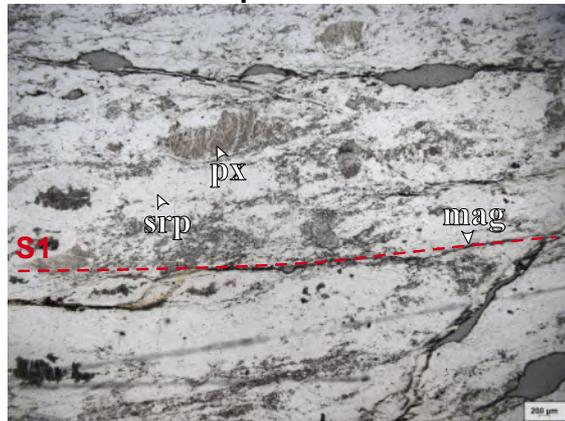
Lanzo blueschist - 4LZ21



Gruf migmatite - 6GR21



Lanzo serpentinite - 2LZ21



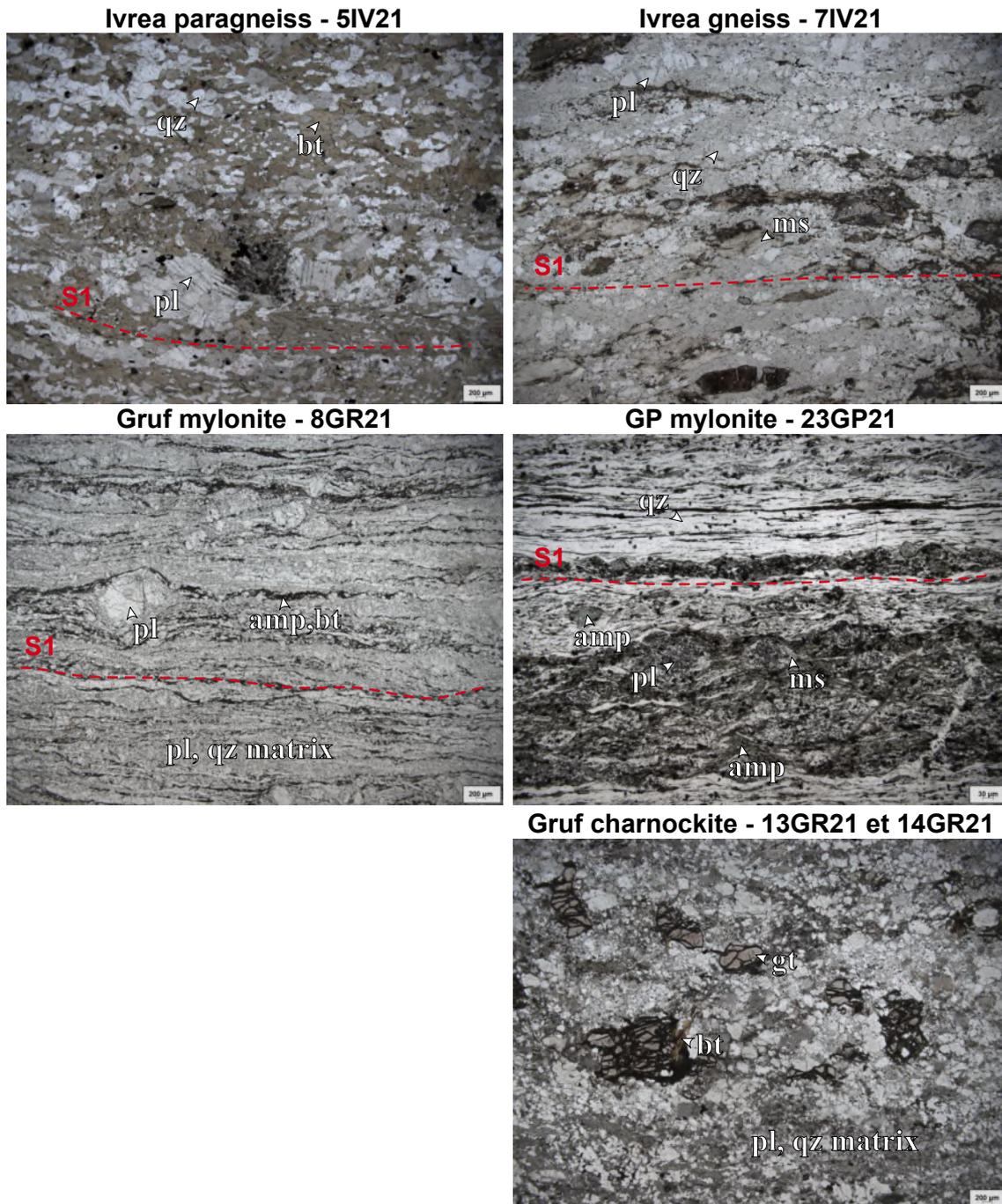


Figure 2.5 : Photos microscopiques de lames minces pour lesquelles les vitesses des ondes P ont été calculées. Les abréviations des minéraux sont tirées de *Whitney et Evans (2010)*.

IV. Résultats

Afin de déterminer les dérivées de la vitesse en température et en pression $\frac{\partial V}{\partial T}$ et $\frac{\partial V}{\partial P}$, nous avons appliqué une régression linéaire sur les mesures issues du cycle de température, ainsi que sur celles issues du cycle de pression. Les vitesses sont ensuite extrapolées aux conditions P, T en profondeur (ici 40 km, soit 1,3GPa et 800°C) suivant les équations (4) et (5).

$$V(P, T) = V(P_0, T_0) + \frac{\partial V}{\partial P} * P + \frac{\partial V}{\partial T} * T \quad (4)$$

$$V(P_0, T_0) = V(P_0, T_{amb}) - \frac{\partial V}{\partial T} * T_{amb} \quad (5)$$

Où T_{amb} correspond à la température ambiante, c'est-à-dire la température constante à laquelle a été effectuée le cycle de pression (ici 20°), P_0 et T_0 sont respectivement la pression et la température nulle.

La régression des mesures en fonction de la température (jusqu'à 400 MPa pour la plupart des échantillons et 600 MPa, pour lesquels il était peu probable que les minéraux réagissent) suit une équation linéaire et est représentée en figure 2.6. La régression linéaire des mesures en fonction de la pression, a été faite suivant l'équation (1) (*Ji et al., 2007*). Les résultats de la régression sont représentés en figure 2.7. Certains échantillons montrent des pressions de fermeture non atteintes, dont les conséquences sont abordées en figure 2.8. C'est pourquoi, une régression linéaire (ne considérant cette fois que la partie linéaire de la courbe de mesures) est proposée en figure 2.9.

Les vitesses résultantes de l'extrapolation (à $P_0 - T_0$ et 1,3GPa - 800°C) sont placées dans un pseudo-diagramme de Flinn (Fig. 2.10 et 2.11). Initialement, ce diagramme rend compte de la forme de l'ellipsoïde de déformation en utilisant les rapports des axes X/Y et Y/Z comme axes de coordonnées. Dans cette étude, ce diagramme rend compte de la forme de l'ellipsoïde de vitesse à partir des rapports de vitesses $\frac{V_{max}}{V_{inter}}$ et $\frac{V_{inter}}{V_{min}}$, où V_{inter} est la vitesse intermédiaire entre la maximale et la minimale. La diagonale du diagramme décrit les rapports pour lesquels la vitesse intermédiaire (selon l'axe b de l'ellipsoïde, Fig. 2.10 et 2.11) correspond à la vitesse bulk de la roche. Celle-ci sépare ellipsoïdes allongées (« prolate »), des ellipsoïdes aplaties (« oblate »). L'évolution de la position d'une roche dans ce diagramme à différentes conditions de pression rend compte de l'évolution de ses vitesses dans les 3 directions (son anisotropie) et donc de l'évolution de la fabrique de la roche au cours de son enfouissement.

L'anisotropie de la roche, calculée à partir des vitesses maximales et minimales selon la direction, est également étudiée : aux conditions de surface et en profondeur (Fig. 2.12) ; comparée aux vitesses mantelliques (Fig. 2.13) et utilisée dans des modèles de fonctions-récepteur synthétiques (Fig. 1.14), pour approcher sa signature sismique.

Afin de quantifier l'anisotropie intrinsèque (que l'on différencie de l'anisotropie effective comme expliqué en introduction), les propriétés sismiques (vitesses et anisotropie) en conditions standards sont également calculées à partir de mesures de CPO, pour certains échantillons. Les résultats sont présentés en figures 2.15 à 2.20.

A. Propriétés pétrophysiques 3D

1. Effets de la Température

Au premier ordre, la température ne semble pas avoir d'influence sur l'anisotropie des roches (les droites sont quasi-parallèles, Fig. 2.6). Cependant, elle modifie de façon non négligeable la vitesse bulk des roches. Celles-ci diminuent principalement avec l'augmentation de la température dans les 3 directions (par exemple, la kinzigite, Fig. 2.6). Certains échantillons montrent toutefois des pentes positives, dans toutes ou au moins une direction, corrélées à des mesures qui ne sont pas fiables. Nous avons donc exclu ces échantillons de cette étude, dont les régressions peuvent être trouvées en annexe. Seules les amphibolites du Gruf et du Grand Paradis sont conservées (échantillons soulignés, Fig. 2.6). La première montre, en fait, des coefficients directeurs proches de zero ($+ 0,4 \cdot 10^{-4}$ et $+ 0,2 \cdot 10^{-4}$, Fig. 2.6). La seconde, puisque des mesures de CPO ont été faites sur cet échantillon, dont la fiabilité de la mesure directe est discutée plus bas, en comparaison des vitesses calculées.

Au second ordre, les dérivées calculées pour chaque échantillon ne sont pas constantes dans les 3 directions. Par exemple, l'amphibolite du Grand Paradis voit ses courbes converger, indiquant une diminution de l'anisotropie avec l'augmentation de température (Fig. 2.6). En revanche, les courbes des charnockites divergent, signe d'une augmentation d'anisotropie (Fig. 2.6). Dans ces mesures, la température a donc une part d'influence sur l'anisotropie des roches, dont l'effet sera d'autant plus important avec l'augmentation de température, aux conditions en profondeur.

Temperature dependance

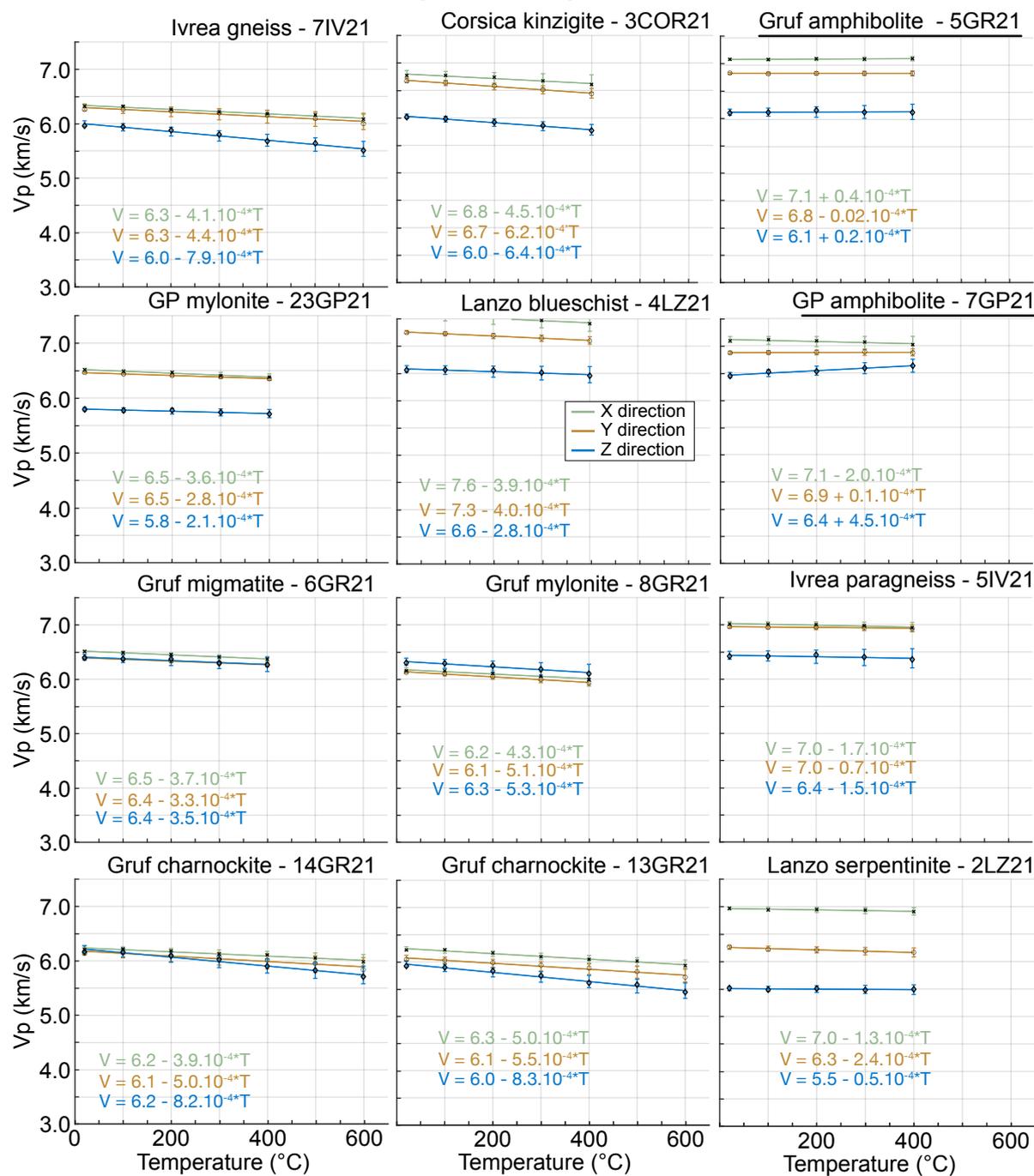


Figure 2.6 : Équation de droite des mesures de vitesses durant de cycle de température. Les échantillons soulignés ne montrent pas de mesures fiables (allure de courbes, valeur de dérivée extrêmement élevée et positive).

2. Effets de la pression

Les résultats de mesure de vitesses lors du cycle de pression, ont d'abord été extrapolés à partir de l'équation (1) (*Ji et al., 2007*, Fig. 2.1) et sont présentés en figure 2.7. Les échantillons présentés correspondent à ceux dont les mesures ont été estimées suffisamment fiables pour être exploitées. La régression des mesures de tous les échantillons est disponible en annexe n°2.

Quatre échantillons : gneiss d'Ivrée, kinzigite de Corse, schiste bleu de Lanzo, mylonite du Grand Paradis, permettent une évaluation satisfaisante de leurs dérivées de vitesse (échantillons non soulignés, Fig. 2.7) : la pression de fermeture est atteinte dans les 3 directions et que les coefficients de la partie linéaire de l'équation sont croissants de X vers Z. On remarque qu'en Z, l'incertitude sur l'équation de droite est plus élevée que dans les deux autres directions (jusqu'à 1km/s contre 0.5 km/s, schiste bleu, Fig. 2.7) et plus importante dans la partie linéaire (de 0.5 km/s à 1 km/s, schiste bleu, Fig. 2.7).

Quatre échantillons : migmatite, mylonite et charnokites du Gruf (soulignés en pointillés larges, Fig. 2.7), montrent des propriétés quasi-isotropes avec des pressions de fermetures atteintes. Puisque ces échantillons ne montrent pas de variations de vitesses en fonction des directions, la qualité de la régression n'est pas aussi critique que pour des échantillons anisotropes.

Les autres échantillons montrent des pressions de fermeture non atteintes (échantillons dont le nom est souligné en pointillés courts, Fig. 2.7), aboutissant au calcul d'une anisotropie non significative.

Pressure dependance

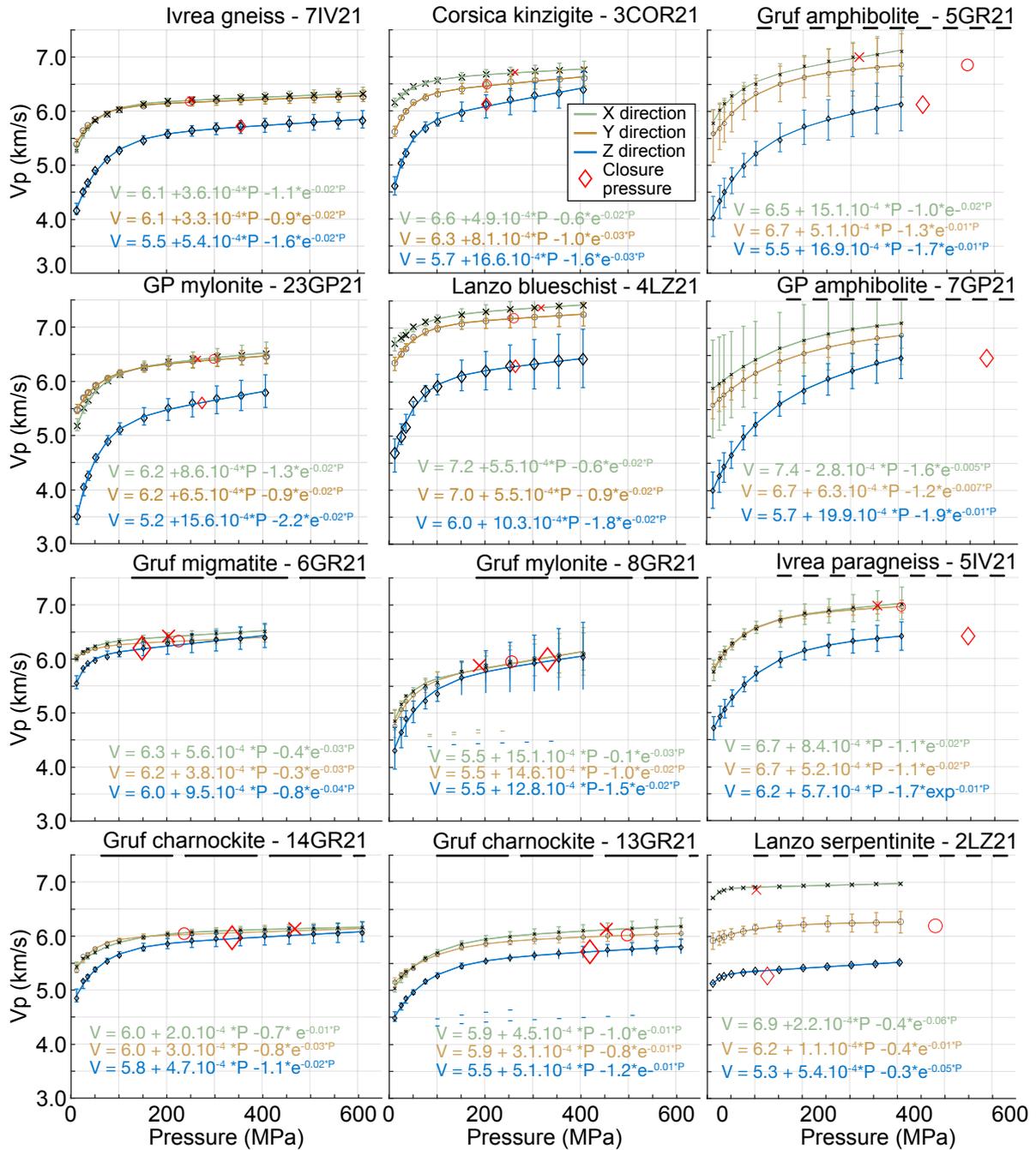


Figure 2.7 : Équation de droite des mesures de vitesses durant de cycle de pression, à partir de l'équation (1) de *Ji et al., 2007*. Échantillons soulignés en pointillés larges : échantillons isotropes. Soulignés en pointillés courts : pression de fermeture non atteinte. Non soulignés : mesures fiables.

Si la pression de fermeture n'est pas atteinte, la régression de la partie linéaire de l'équation est influencée par les points se situant dans la partie exponentielle de la courbe (points orange en Fig. 2.8).

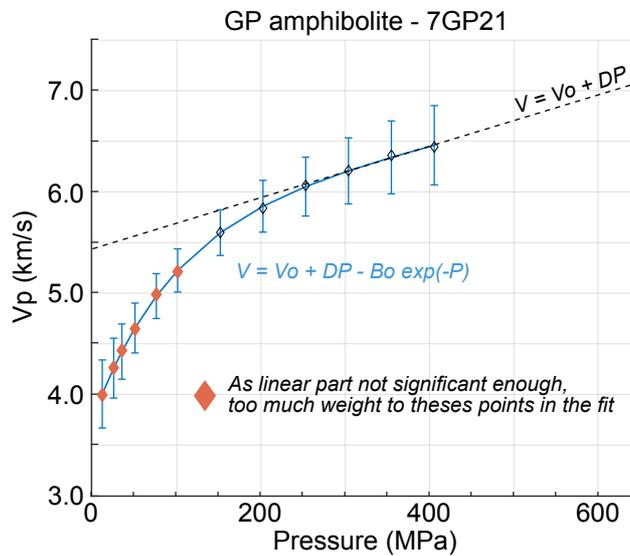


Figure 2.8 : Conséquence d'une pression de fermeture pas atteinte sur une régression.

Ainsi, nous avons choisi d'effectuer à nouveau une régression, mais en ne considérant cette fois que la partie linéaire de la courbe. La régression s'appuie donc sur les mesures aux 4 plus grandes pressions. Les résultats sont regroupés en figure 2.9. Cette régression permet de valoriser les données d'un plus grand nombre d'échantillons. On observe que les coefficients directeurs sont plus généralement plus faibles que pour une régression suivant l'équation (1). Pour des roches anisotropes, la dépendance de Z à la pression reste plus importante que dans les autres directions : $\left(\frac{\partial Vp}{\partial P}\right)_z > \left(\frac{\partial Vp}{\partial P}\right)_{x,y}$. Cette tendance n'est donc pas un artefact. En discussion, nous proposons deux hypothèses pour l'expliquer.

Pressure dependance - linear extrapolation

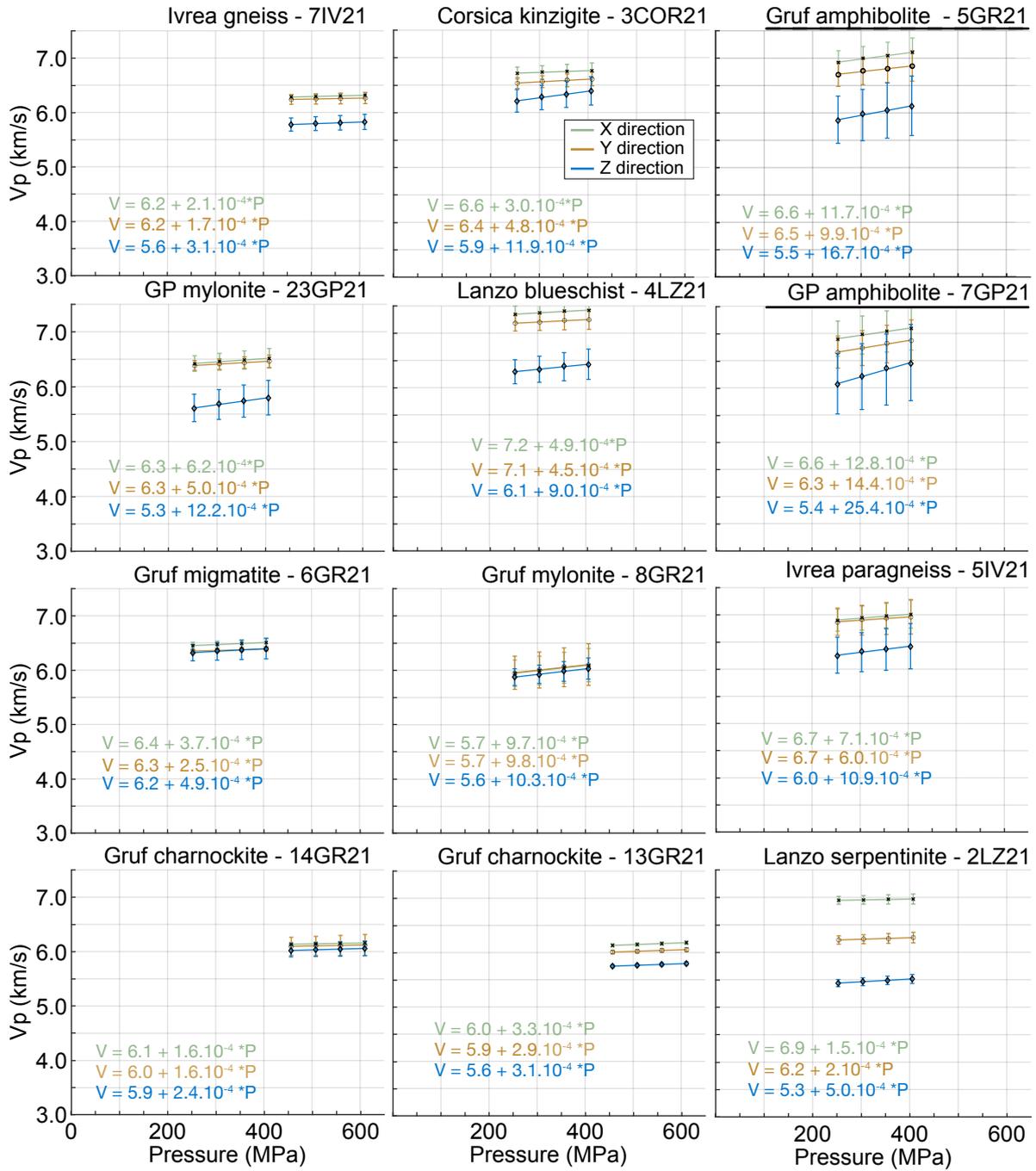


Figure 2.9 : Régression linéaire des mesures de vitesses à haute pression durant de cycle de pression. Les échantillons soulignés montrent des mesures et des régressions linéaires dont la fiabilité est à discuter, au vu des barres d'erreur.

3. Vitesse des ondes P aux conditions standards

Les vitesses aux conditions standards, issues de l'extrapolation linéaire en fonction de la pression et la température (équation 4), selon les 3 directions sont regroupés dans un pseudo-diagramme de Flinn en figure 2.10.

Les moyennes des vitesses dans les 3 directions X, Y, Z (vitesses bulk) se répartissent entre 5,75 km/s pour la mylonite du Gruf (8GR21) et 6,85 km/s pour le schiste bleu mylonitique de Lanzo (4LZ21) (Fig. 2.10).

Les échantillons sont exclusivement situés dans le champ des ellipsoïdes aplatis (« oblate ellipsoid », Fig. 2.10). Au sein de ce champ, les échantillons se répartissent sur des anisotropies allant de plus de 25% (serpentinite, 2LZ21) à une anisotropie quasi-nulle ou inférieure à 5% (mylonite 8GR21, migmatite 6GR21, charnockite 14GR21). Hormis la serpentinite, 6 échantillons présentent une anisotropie supérieure à 10% pour des rapports $V_{p_{max}}/V_{p_{inter}}$ entre 1,12 et 1,18 (soit différence de 0,06) et $V_{p_{inter}}/V_{p_{min}}$ inférieur à 1,06. Enfin, il ne semble pas y avoir de corrélation entre la vitesse bulk des échantillons et leur position dans le diagramme (ou leur anisotropie).

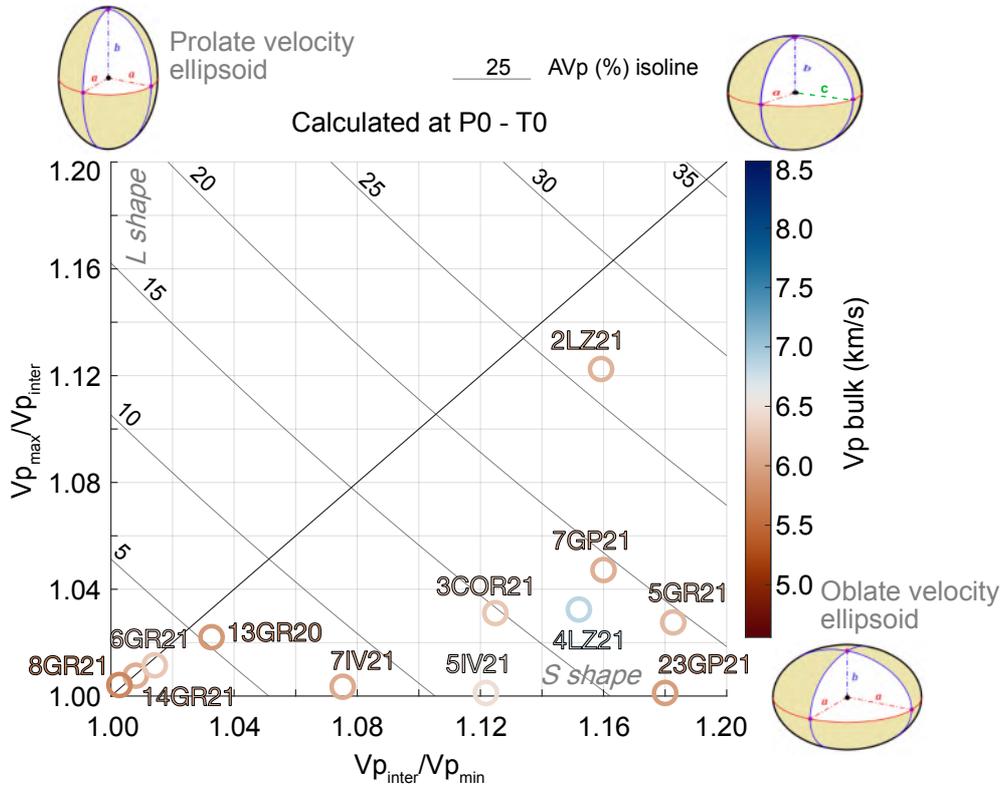


Figure 2.10 : Vitesses mesurées aux conditions standards dans un pseudo diagramme de Flinn. La vitesse bulk (moyenne des 3 directions) est représentée en couleur. L'analogie entre les rapports X/Y et Y/Z avec les rapports des vitesses considère la vitesse maximale selon l'axe X et minimale selon l'axe Z.

4. Vitesse des ondes P à haute pression

Le même pseudo diagramme de Flinn qu'en conditions standards a été construit pour des vitesses calculées à 1,3 GPa, soit 40 km de profondeur, et 800°C (Fig. 2.11).

Les moyennes des vitesses bulk se répartissent de 5,87 km/s (charnockite du Gruf, 13GR21 et 14GR21) à 8,52 km/s (amphibolite du Grand Paradis, 7GP21, Fig. 2.11). Les échantillons sont majoritairement regroupés vers des rapports $V_{p_{max}}/V_{p_{inter}}$ inférieurs à 1,06 et $V_{p_{inter}}/V_{p_{min}}$ inférieurs à 1,10. Comme attendu, on observe une perte d'anisotropie avec la montée en pression. Hormis la serpentinite (2LZ21) à 16,7% et l'amphibolite du Grand Paradis (7GP21) proche de 12,2%, tous les échantillons présentent des anisotropies inférieures ou égales à 10% d'anisotropie (Fig. 2.11), parmi lesquels 10 conservent néanmoins entre 5 et 10% d'anisotropie.

A cette pression (1,3GPa), les échantillons sont en majorité dans le champ d'allongement (ellipsoïdes « prolate »). La plupart sont proches de la diagonale, c'est-à-dire des ellipsoïdes dont la vitesse le long de l'axe b est égale à la vitesse bulk.

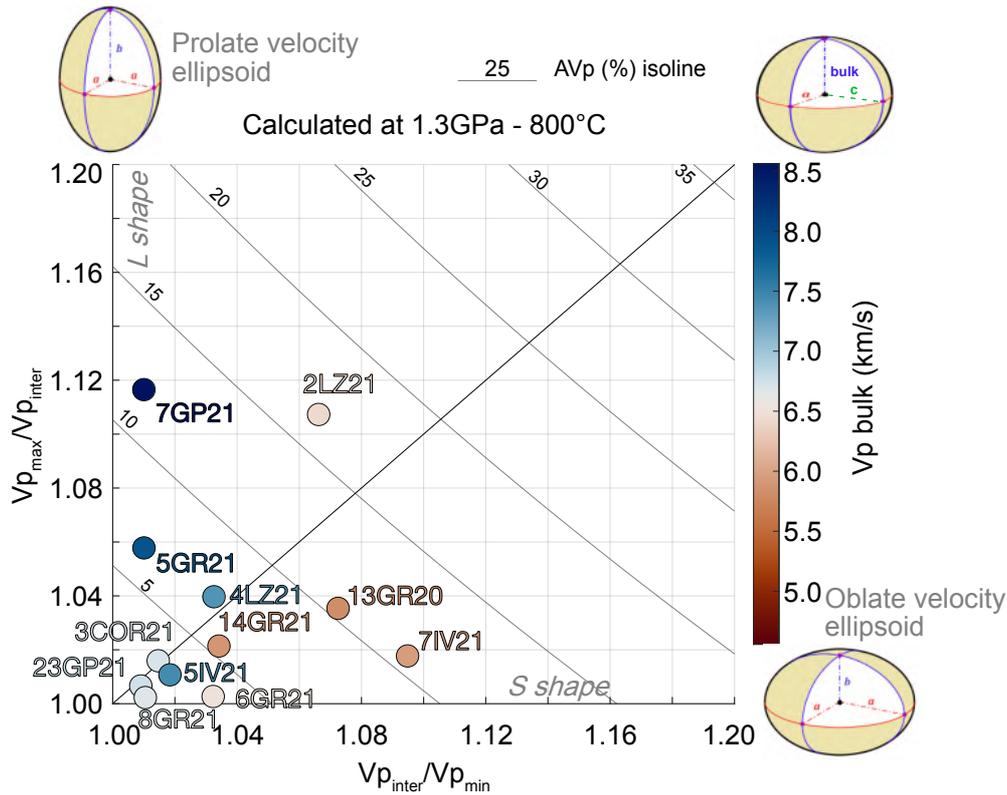


Figure 2.11 : Vitesses calculées à 1,3 GPa (40km) dans un pseudo diagramme de Flinn. La vitesse bulk (moyenne des 3 directions) est représentée en couleur.

5. Évolution de l'anisotropie avec la pression

L'évolution de l'anisotropie des échantillons entre les conditions de surface et en profondeur a été représentée en figure 2.12. Comme on peut le voir également dans les diagrammes de Flinn (Fig. 2.10 et 2.11), les anisotropies en surface se répartissent entre 0,7% (mylonite 8GR21) et 26% (serpentinite de Lanzo, 2LZ21, Fig. 2.12). En profondeur, elles vont de 1,26% (mylonite, 8GR21) à 16,7% (serpentinite de Lanzo, 2LZ21, Fig. 2.12).

La perte d'anisotropie liée à l'augmentation de la pression, observée dans les diagrammes de Flin est confirmée dans 7 échantillons sur 12 (Fig. 2.12). Parmi les 5 échantillons voyant leur anisotropie augmenter, la migmatite (6GR21) et la mylonite (8GR21) montrent une variation de moins de 1%, ce qui n'est sans doute pas significatif. A l'inverse, les charnockites (13GR21 et 14GR21) montrent un gain de 4 à 5% (Fig. 2.9).

Parmi les 7 échantillons dont l'anisotropie diminue en profondeur, les différences d'anisotropie entre la surface et la profondeur peuvent atteindre jusqu'à 14,6% pour la mylonite

du Grand Paradis (23GP21) et proches de 12% pour 5GR21 et 3COR21. Il est évident que le contraste d'anisotropie le plus faible est porté par des roches déjà identifiées comme isotropes (migmatite 6GR21, mylonite 8GR21 et charnockite 14GR21) d'après les mesures de vitesse durant le cycle de pression (Fig. 2.7). Enfin, l'absence de corrélation entre le pourcentage d'anisotropie et la valeur bulk de la roche, déjà proposé dans les diagrammes de Flinn (Fig. 2.10 et 2.11), est clairement visible sur cette figure. Les roches ont des vitesses bulk inférieures à 7km/s en surface et supérieures à 6 km/s en profondeur.

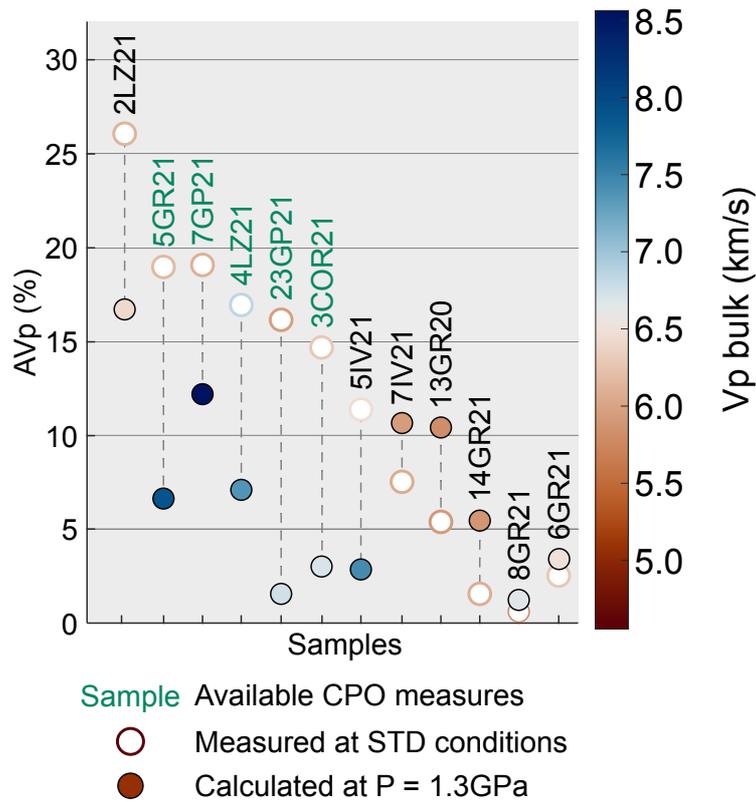


Figure 2.12 : Évolution de l'anisotropie des échantillons aux conditions standards et à 1,3GPa. L'anisotropie est calculée à partir de l'expression (2) pour des vitesses extrapolées aux conditions surface et en profondeur. La vitesse bulk (moyenne des 3 directions) est représentée en couleur.

6. Vitesses et anisotropies de vitesse en profondeur : effets conjugués de P et T.

Puisque l'anisotropie d'une roche indique des variations de vitesses selon la direction de propagation de l'onde, comparer ces variations de vitesses aux vitesses imagées en profondeur, est utile pour prédire si les lithologies testées et susceptibles de constituées le

panneau plongeant alpin, sont plus lentes que le manteau environnant, selon une certaine trajectoire de rai ou plus rapide, selon une autre (Fig. 2.13). Comme comparaison, nous avons utilisés les gammes de vitesses au Moho issues du modèle de V_p de *Solarino et al., 2018* et du modèle de V_s de *Paul et al., 2022*. Dans le modèle de V_p , la conversion positive le long du Moho européen correspond à une augmentation de vitesse de 6,7 à 7,6 km/s (de la région « d » à « e », Fig. 1.25). Dans le modèle de V_s , l'iso-vitesse 4,3 km/s a été choisie comme proxy pour le Moho européen ce qui correspond à $V_p = 7,3$ km/s pour un rapport V_p/V_s de 1,7 (Fig. 1.27). Puisque le Moho correspond par définition a un contraste de vitesse, les résultats ne sont donc pas à comparer les vitesses du Moho, mais avec une vitesse supérieure, par exemple à un manteau placé à 8km/s comme il semble être imagé (*Solarino et al., 2018* et *Paul et al., 2022*). Les roches dont les vitesses minimales et maximales, dues à l'effet de l'anisotropie, sont inférieures à la vitesse de l'interface (6,7, 7,3 ou 7,6 km/s) devraient générer une conversion positive au Moho quel que soit l'angle de propagation de l'onde dans la roche, c'est-à-dire quel que soit le back-azimuth. De même, si la vitesse des roches est strictement supérieure à la vitesse de l'interface, la conversion est négative indépendamment du back-azimuth. Seulement, l'effet de l'anisotropie sur les vitesses sismiques peut produire des vitesses inférieures ou supérieures selon l'angle de propagation de la roche. Dans ce cas, la conversion change de signe en fonction du back-azimuth.

Nos résultats montrent que seules l'amphibolite du Grand Paradis (7GP21) et l'amphibolite du Gruf (5GR21) sont quasi-strictement supérieurs aux vitesses du Moho et donc susceptibles de produire une conversion négative sur une gamme presque complète de back-azimuths (Fig.2.13). Les lithologies strictement inférieures aux vitesses du Moho sont le gneiss d'Ivrée (7IV21) et les charnockites (13GR21 et 14GR21). Les autres lithologies sont susceptibles de produire un changement de signe dans la conversion sur une gamme de back-azimuths (particulièrement la serpentinite, 2LZ21, et le schiste du Lanzo, 4LZ21) ou de ne pas produire de contrastes de vitesses suffisamment importants pour créer une conversion (Fig. 2.13).

Cet exercice a le mérite d'apporter un premier axe de raisonnement. Seulement, l'anisotropie n'est pas seule responsable de l'allure (signes et décalage temporel) des conversions liées aux interfaces. Le pendage joue également un rôle majeur. Quels sont les effets de chacun dans les données de fonctions-récepteur ?

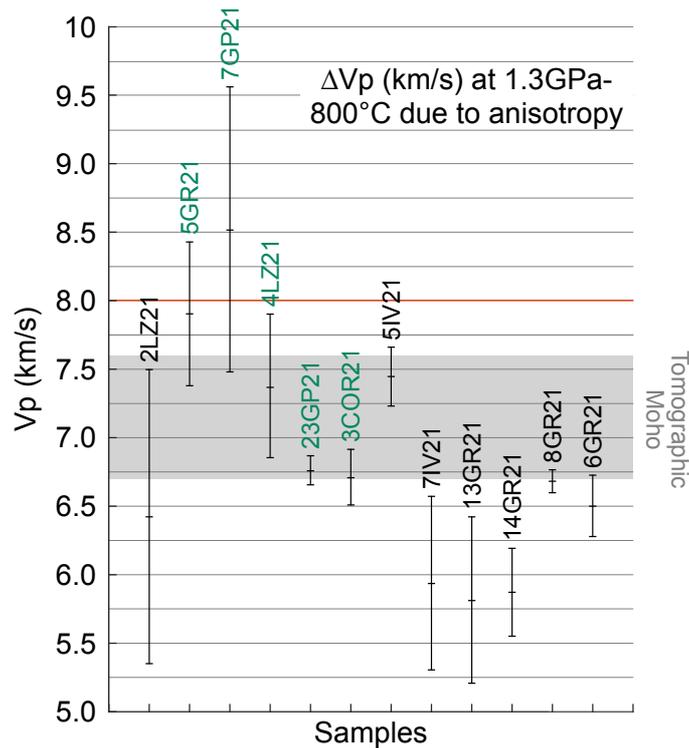


Figure 2.13 : Effet de l’anisotropie des roches sur leurs vitesses bulk, comparé aux vitesses tomographiques du Moho. En vert, échantillons pour lesquelles des mesures CPO ont été réalisées.

7. Effet de l’anisotropie dans les fonctions-récepteur

Pour vérifier les changements de signe prédits à partir de la figure 2.13, des modèles de fonctions-récepteur synthétiques ont été générés avec PyRaysum (*Frederiksen & Bostock, 2000 ; Bloch & Audet, 2023*), dont le fonctionnement est expliqué dans le chapitre suivant. Plusieurs modèles de couches ont été générés, dans lesquels profils de vitesse, géométrie des couches et type d’anisotropie varient. Les modèles de couches sont tous composés d’une couche crustale au sein de matériel mantellique. Les profils de vitesse utilisés proviennent de la figure 2.13 et sont présentés en figure 2.14A. Dans ces profils, la vitesse de propagation du manteau environnant est fixée à 8km/s. La vitesse de la partie crustale varie selon les propriétés de l’échantillon considéré. Une géométrie de panneau plongeant horizontal et à pendage de 30° vers l’Est sont testées (Fig. 2.14B).

A partir du diagramme de Flinn pour les conditions en profondeur (Fig. 2.11), deux échantillons sont sélectionnés comme représentatifs de l’anisotropie linéaire et planaire et

utilisés dans les modèles synthétiques : l'amphibolite du Gruf (5GR21) et le gneiss d'Ivrée (7IV21).

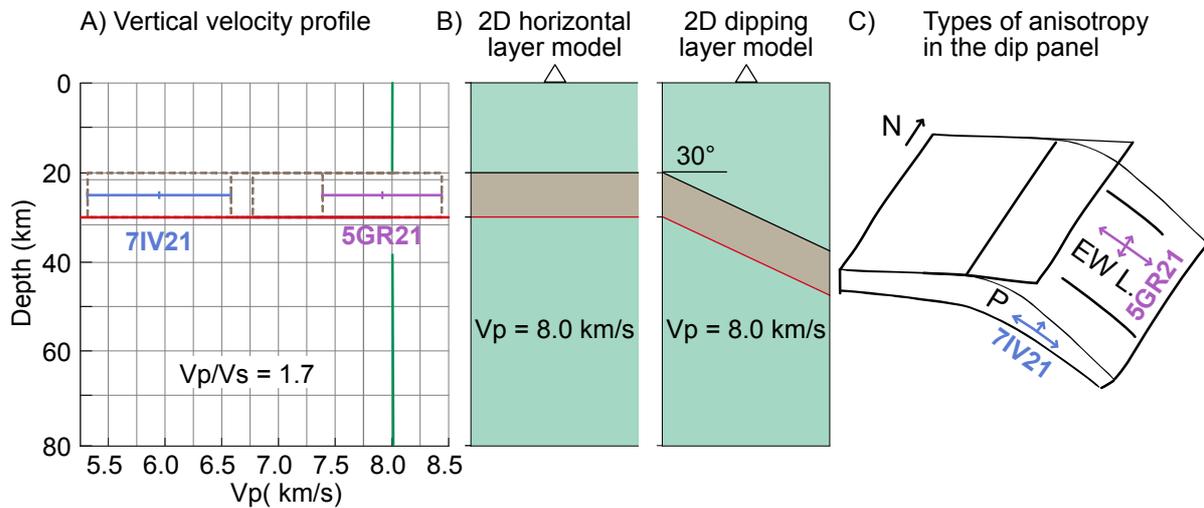


Figure 2.14 : Paramètres d'entrée des modèles synthétiques de fonctions-récepteur. A) Profil de vitesse en fonction de la profondeur issue de la figure 1.13. La ligne verte correspond à la vitesse des couches mantelliques. Les courbes en pointillées désignent les variations de vitesse due à l'anisotropie dans la couche crustale. L'anisotropie est représentée par les barres d'erreur bleue et violette. B) Géométrie des deux modèles des couches testés. C) Types d'anisotropie implantées dans le panneau crustal.

Dans le cas d'un modèle de couche crustale horizontale et d'anisotropie planaire (Fig. 2.15A), dans la direction radiale, la limite supérieure (au sommet de la couche crustale) est négative, comme attendue puisque le manteau situé au-dessus a des vitesses de propagation plus rapides (Fig. 2.14A). Le Moho (limite inférieure) montre une conversion négative. Cette fois, la vitesse de propagation est croissante en profondeur (Fig. 2.14A) et le Moho (limite inférieure) est représenté par une conversion positive. En transverse, le signal est nul. Un modèle avec une anisotropie planaire n'est donc pas différenciable d'un modèle isotrope. A l'inverse, pour une anisotropie linéaire, les deux interfaces sont confondues en une seule conversion positive dans la radiale (Fig. 2.15B). Dans la transverse, le signal est extrêmement fort, créant même des artefacts. Le signal ne devrait pas s'étendre au-delà de 4 secondes.

Dans le cas d'un modèle de couche crustale isotrope à pendage de 30° vers l'Est, les deux modèles (Fig. 2.15 C et D,) présentent une conversion majoritairement négative dans la radiale. Cette conversion change de signe entre 230° et 330° (flèches pleines, Fig. 2.15C et D). Cette première conversion est également commune aux deux modèles dans la transverse : positive entre 90° et 270° (flèches en pointillés, Fig. 2.15 C et D). La différence réside dans une seconde conversion imagée seulement par le modèle à faible V_p entre 30° et 180° (crochet, Fig. 2.15C), positive dans la radiale et qui change de signe à 90° dans la transverse (flèche en pointillés, Fig. 2.15C).

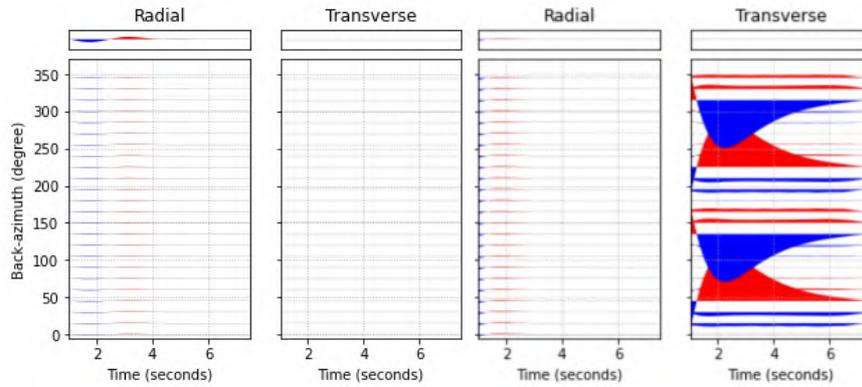
Dans le cas d'un modèle de couche combinant anisotropie et pendage (Fig. 2.15E et F), les modèles divergent selon le type d'anisotropie. Pour une anisotropie planaire (Fig. 2.15E, les conversions sont conservées dans la radiale mais atténuées par rapport au modèle isotrope penté (Fig. 2.15B). Dans la transverse, les changements de signe entre la première conversion et la seconde sont opposés mais ont lieux aux mêmes back-azimuths (flèches en pointillés, Fig. 2.15C). Pour une anisotropie linéaire (Fig. 2.15F), dans la radiale, le signal est seulement visible entre 60° et 120° et est négatif (crochets, Fig. 2.15F), en dehors de ces back-azimuths, ceux sont des artefacts. Dans la transverse, aux mêmes back-azimuths le signal change de signe (flèche en pointillés, Fig. 2. 15F).

Nos modèles montrent donc que l'effet d'une anisotropie planaire n'est pas facilement différenciable d'un modèle isotrope (horizontal ou penté), et ce même avec une anisotropie proche de 11% et une différence de vitesse avec le manteau encaissant de 2km/s. En revanche, ils montrent que pour une couche crustale de contraste de vitesse faible mais porteuse d'une anisotropie linéaire, son effet se voit nettement dans la direction transverse, et rend l'interface visible que sur une petite gamme de back-azimuths.

Anisotropy effect: horizontal anisotropic layer model

A) Planar anisotropy (7IV21) B) EW Linear anisotropy (5GR21)

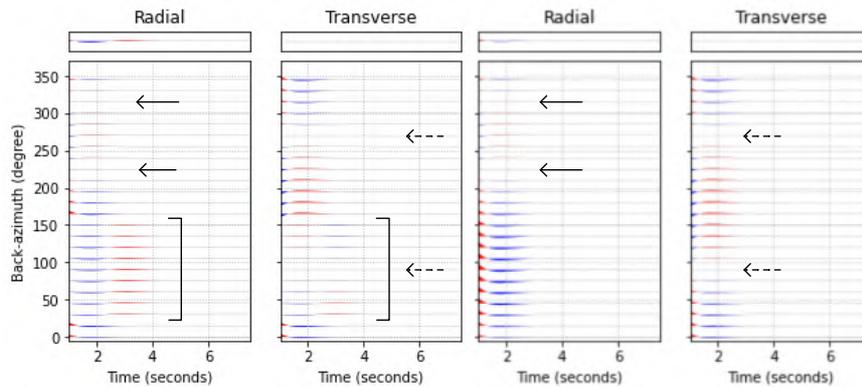
$V_p = 5.9 \text{ km/s}$ & $AV_p = 10.7\%$ $V_p = 7.9 \text{ km/s}$ & $AV_p = 6.6\%$



Dipping effect: 30°E dipping isotropic layer model

C) $V_p = 5.9 \text{ km/s}$ (7IV21)

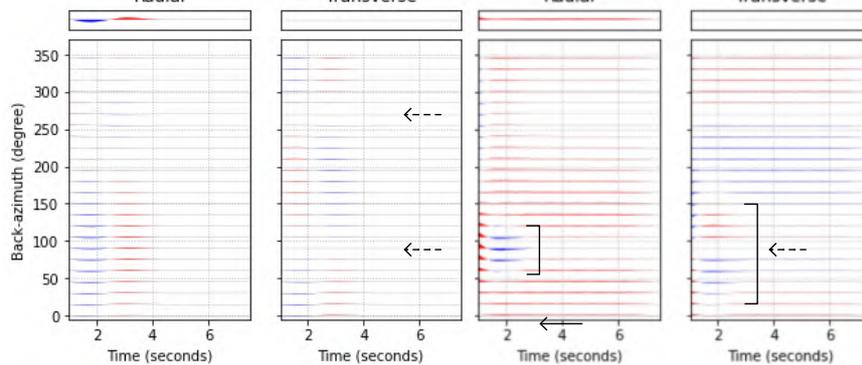
D) $V_p = 7.9 \text{ km/s}$ (5GR21)



Dipping and anisotropic effects:

E) Planar anisotropy (7IV21) F) EW Linear anisotropy (5GR21)

$V_p = 10.7 \text{ km/s}$ & $AV_p = 10.7\%$ $V_p = 7.9 \text{ km/s}$ & $AV_p = 6.6\%$



← Sign change in the radial direction
 ←--- Sign change in the transverse direction

Figure 2.15 : Effets déconvolués du pendage et de l'anisotropie d'une couche dans les données de fonctions-récepteur. Les modèles A) et B) testent l'effet d'une anisotropie linéaire EW et

d'une anisotropie planaire, avec un pendage de 30°, dans un modèle à couches horizontales. Les modèles C) et D) montrent l'effet d'un pendage de 30° pour des modèles isotropes avec les mêmes vitesses de propagation bulk que dans les modèles A) et B). Les modèles E) et F) combinent à la fois une couche à pendage 30°E et anisotrope linéaire EW ou planaire, d'un pendage de 30° également.

Comparer les vitesses extrapolées de mesures directes à celles calculées de CPO permet de décomposer une partie des sources d'anisotropie et ainsi de comprendre les effets de minéralogie et de texture (SPO, rubanement, modes...).

B. Propriétés sismiques à partir de mesures des CPO

1. Mesures des CPO et calculs de vitesses sismiques en conditions standards

Les propriétés sismiques (vitesses et anisotropie) aux conditions standards ont été calculées à partir de mesures de CPO. Ces propriétés sont à comparer aux valeurs mesurées en 3D en conditions standards. Les mesures de CPO ont été réalisées sur les échantillons présentant un litage, des variations d'anisotropie élevées d'après les mesures directes. Ainsi, à partir de cartographies de 5 échantillons (en vert, Fig. 2.12 et 2.13) à l'échelle de la lame mince, les CPO des minéraux ont été mesurées et les vitesses sismiques sont calculées en utilisant la moyenne de Voigt-Reuss-Hill des vitesses pour chaque phase. Pour les échantillons fortement lités, plusieurs cartographies au sein d'une même lame mince ont été effectuées afin de rendre compte de l'hétérogénéité. Ne sont représentées que des cartographies représentatives des lits les plus différents au sein de la lame.

L'amphibolite du Gruf (5GR21, Fig. 2.16) est composée à 97% d'albite et d'hornblende dont les pourcentages respectifs sont 40% et 56% (Fig. 2.16b). L'hornblende présente une forte CPO (jusqu'à une densité de 25, Fig. 2.16c). L'albite, dont la CPO est moins forte que pour l'amphibole, présente une anisotropie proche de 8% en V_p et V_s également (Fig. 2.16c). En conséquence, l'anisotropie globale de l'agrégat s'élève en moyenne à 13% en V_p et V_s (Fig. 2.16d), toutes deux avec une vitesse maximale située dans le plan de foliation et un minimum normal au plan. La vitesse maximale de l'onde S est de 4,1 km/s, tandis que la vitesse minimale, normale à la foliation, est de 3,7 km/s (Fig. 2.16d).

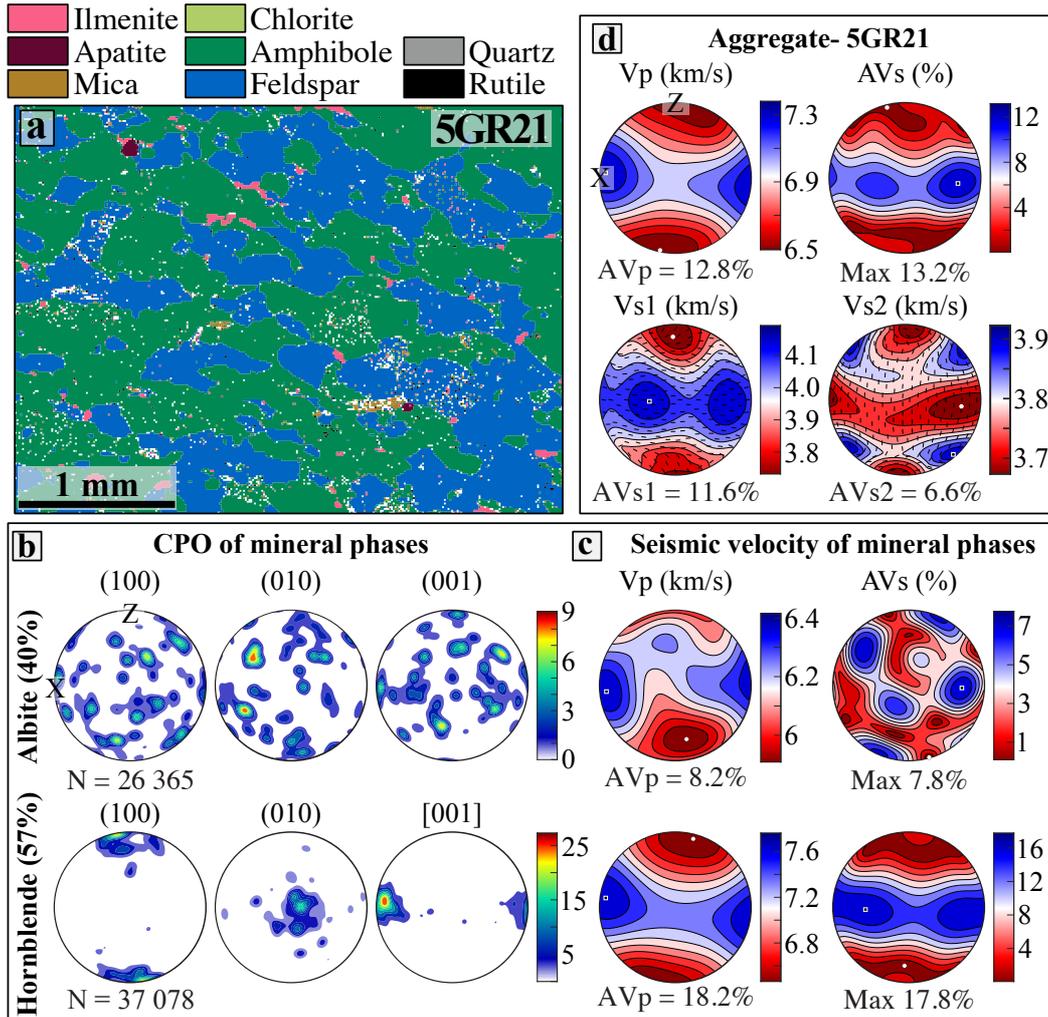


Figure 2.16 : Mesure de CPO et vitesses associées sur l'amphibolite du Gruf (5GR21). (a) Cartographie d'une zone de la lame mince. (b) CPO des phases représentant plus de 4% de l'agrégat. N correspond au nombre de points de la phase. (c) Vitesses sismiques calculées des mêmes phases et (d) de l'agrégat, à partir de la moyenne de Voigt-Reuss-Hill. Projection d'aire égale, hémisphère inférieur. Le plan de foliation (XY) est vertical et la linéation (l'axe X) est horizontal dans ce plan. L'anisotropie est calculée à partir de l'équation (2).

La kinzigite de Corse (3COR21) présente un litage particulièrement marqué avec des bandes riches en lawsonite, amphibole, feldspath et micas et d'autres enrichies en quartz et grenat. Des cartographies de chaque bande ont donc été effectuées. Les bandes riches en amphibole et lawsonite (Fig. 2.17a, Z1) montrent à l'échelle de l'agrégat une anisotropie maximale des ondes P de 10,8% et des ondes S de 9,4% (Fig. 2.17d, Z1). La forme de

l'anisotropie est gouvernée par celle du glaucophane (présents à 25%), chlorite (11,7%), lawsonite (19%) et muscovite (15,4%), avec une vitesse maximale dans le plan de foliation et minimale perpendiculaire au plan (Fig. 2.17b et c, Z1). Les zones enrichies en quartz et grenat (Fig. 2.17a, Z2) sont drastiquement plus isotropes (AVp maximale de 2,6% et une AVs maximale de 3.2%, Fig. 2.17d, Z2). Ceci s'explique par la présence de grenats (7%), minéral isotrope (AVp ou AVs de 0.1%) et par la diminution des proportions des phases anisotropes (glaucophane et muscovite) au profit du quartz, phase moins anisotrope (Fig. 2.17c, Z2). Le glaucophane conserve une certaine anisotropie (AVp = 14,6% et AVs = 8,5%) mais ne constitue que 9.5% du domaine carté (Fig. 2.17b et c, Z2). Idem pour la muscovite, présente à 10% malgré une anisotropie de presque 25% en Vp et 22% en Vs (Fig. 2.17b et c, Z2).

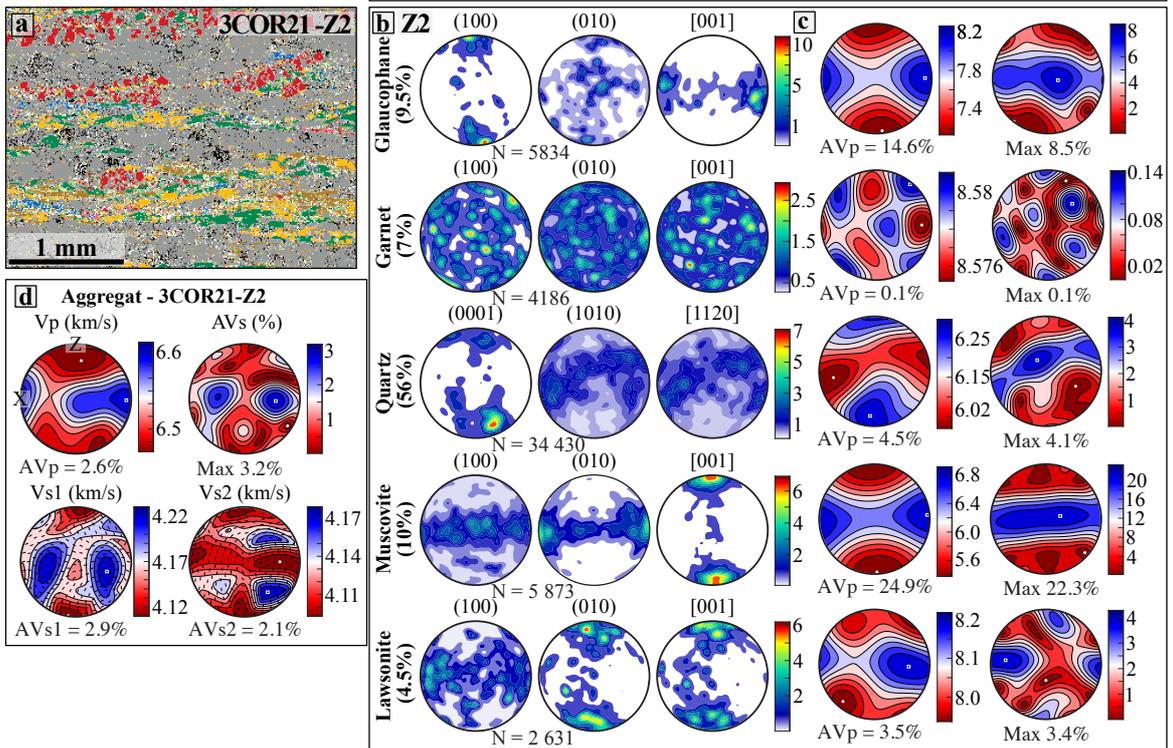
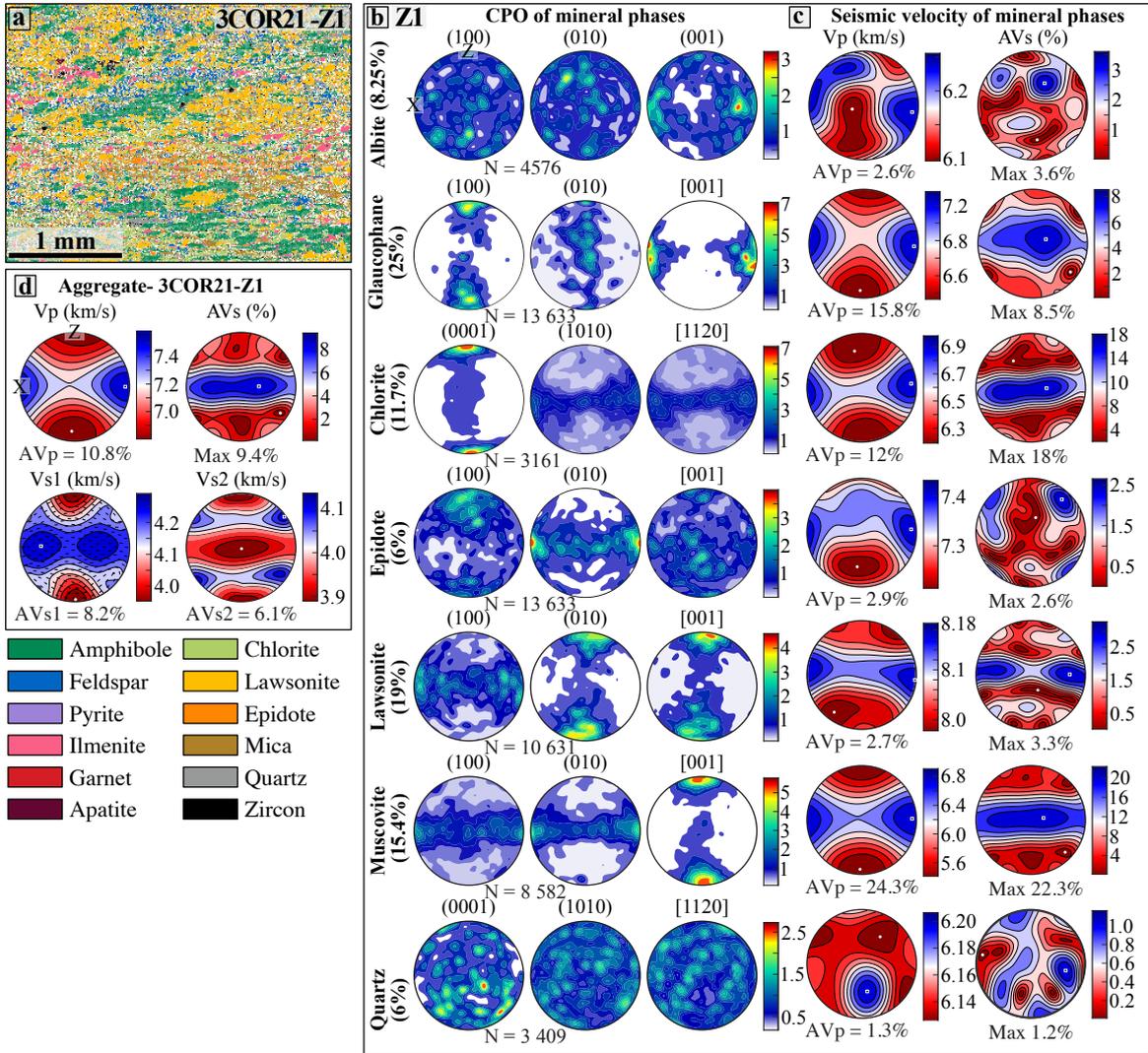


Figure 2.17 : Mesure de CPO et vitesses associées sur la kinzigite de Corse (3COR21). (a) Cartographie d'une zone de la lame mince. (b) CPO des phases représentant plus de 4% de l'agrégat. N correspond au nombre de points de la phase. (c) Vitesses sismiques calculées des mêmes phases et (d) de l'agrégat, à partir de la moyenne de Voigt-Reuss-Hill. Projection d'aire égale, hémisphère inférieur. Le plan de foliation (XY) est vertical E-W et la linéation (l'axe X) est horizontale dans ce plan. L'anisotropie est calculée à partir de l'équation (2).

La mylonite du Grand Paradis (23GP21) riche en quartz, présente des bandes enrichies et d'autres appauvries en feldspath, épidote, mica et amphibole. La cartographie d'une bande appauvrie (Fig. 2.18a, Z1) est composée à 66% de quartz ($AV_p = 5,2\%$ et $AV_s = 3,7\%$, Fig. 2.18c, Z1). Le reste est constitué de minéraux bien plus anisotropes : la muscovite dont l'anisotropie des ondes P s'élève à 34,5% et des ondes S à 36,4%, l'albite pour laquelle $AV_p = 14\%$ et $AV_s = 16\%$ (Fig. 2.18c, Z1). Pour autant, l'anisotropie de l'agrégat en ondes P ou S reste faible, car proche de 4% (Fig. 2.18d, Z1). L'augmentation de la proportion de minéraux anisotropes (par exemple 15% de muscovite dont l'anisotropie des ondes P est de 30%, Fig. 2.18b et c, Z2) produit une anisotropie à l'échelle de l'agrégat presque double : 7,9% pour les ondes P et 7,4% pour les S (Fig. 2.18d, Z2).

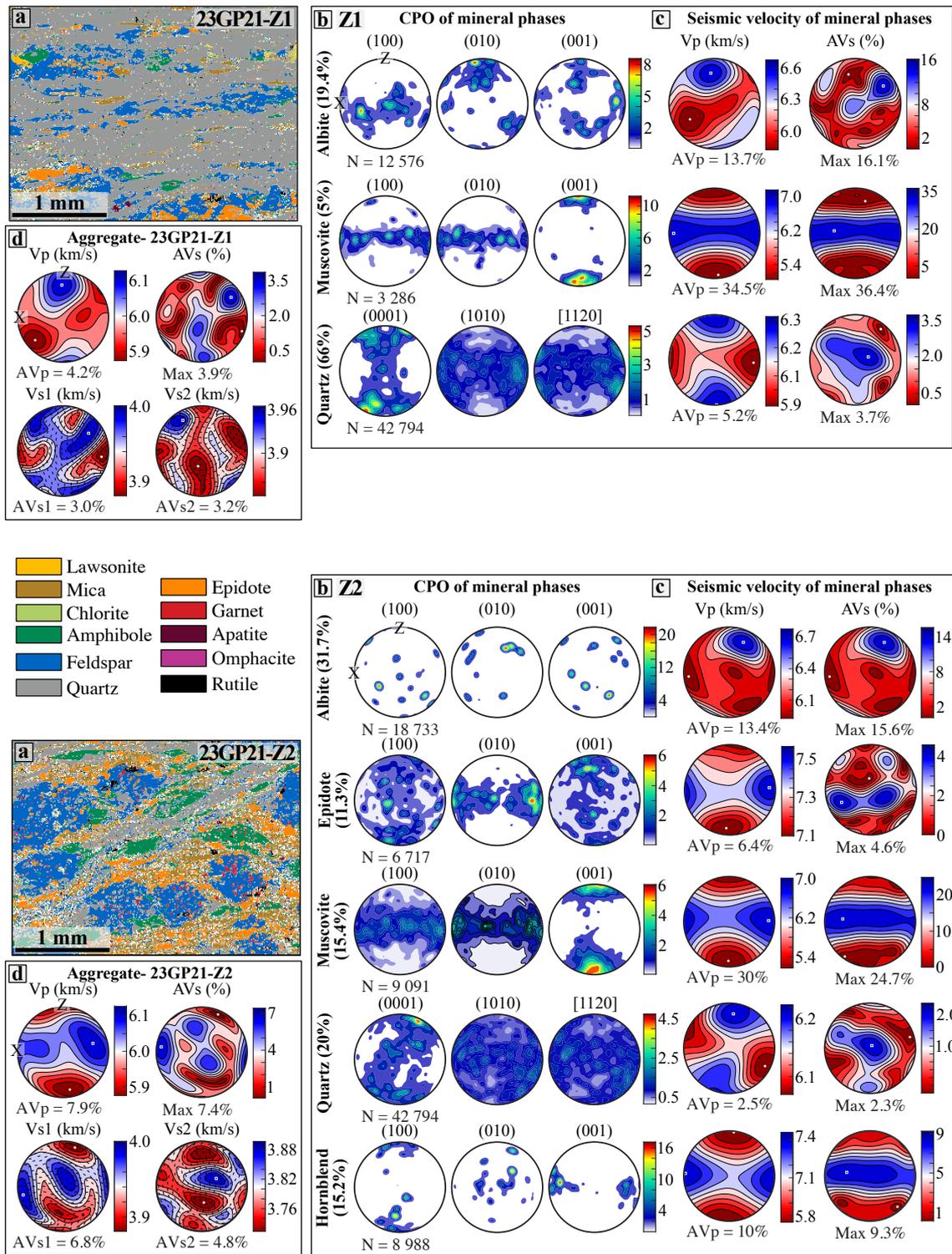


Figure 2.18 : Mesure de CPO et vitesses associées sur la mylonite du Grand Paradis (23GP21). (a) Cartographie d'une zone de la lame mince. (b) CPO des phases représentant plus de 4% de l'agrégat. N correspond au nombre de points de la phase. (c) Vitesses sismiques calculées des mêmes phases et (d) de l'agrégat, à partir de la moyenne de Voigt-Reuss-Hill. Projection d'aire

égale, hémisphère inférieur. Le plan de foliation (XY) est vertical et la linéation (l'axe X) est horizontale dans ce plan. L'anisotropie est calculée à partir de l'équation (2).

L'amphibolite du Grand Paradis (7GP21), échantillon rubané, est constitué de zones riches en amphiboles (Fig. 2.19a, Z1), avec des bandes plus riches en chlorite (~20%), épidote (15%), omphacite (~11%) et muscovite (6%), telle que la zone 2 (Fig. 2.19a, Z2). L'anisotropie de l'agrégat riche en amphiboles s'élève à 15% pour les ondes P et presque 9% pour les ondes S (Fig. 2.19d, Z1). Elle correspond à l'anisotropie du glaucophane (19% dont le maximum se situe dans le plan de foliation, Fig. 2.19c, Z1), atténuée par l'albite, puisque deux fois moins anisotrope (9%) mais dont le maximum se situe également dans le plan de foliation (Fig. 2.19c, Z1). La zone 2 présente une anisotropie plus faible pour les ondes P (10% contre 15%, Fig. 2.19d, Z2), mais légèrement plus élevée en ondes S (8,9% contre 8,6%, Fig. 2.19d, Z2). Sa fabrique est moins influencée par le glaucophane (présent à ~23%, Fig. 2.19b, Z2) que dans la zone 1. La CPO de l'albite n'est pas réaliste du fait du manque de grains indexés, générant une anisotropie particulièrement élevée (plus de 28% pour les ondes P et presque 33% pour les ondes S, Fig. 2.19c, Z2).

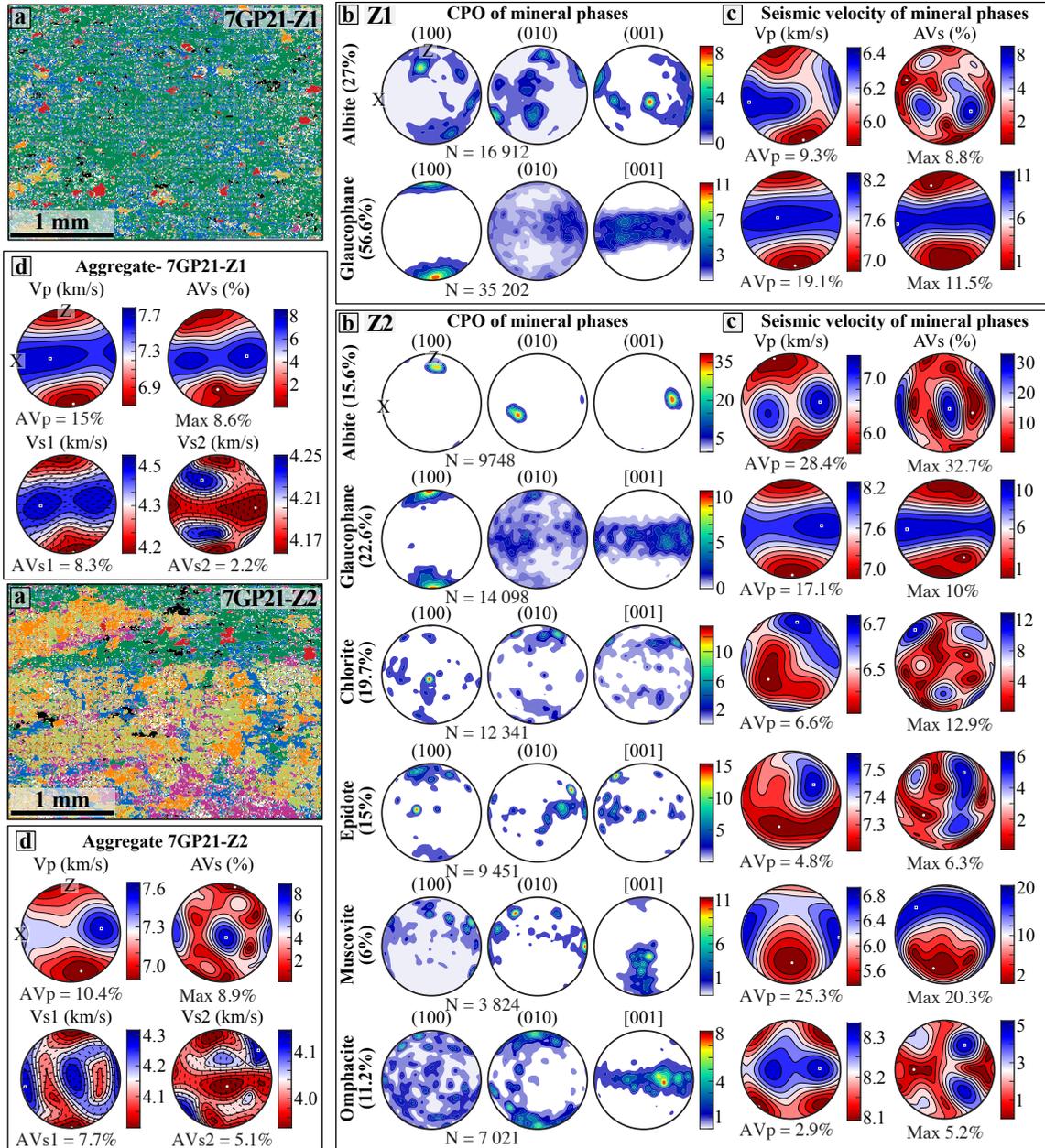
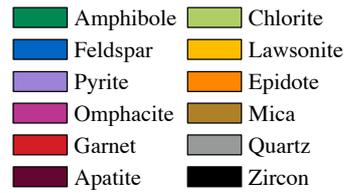


Figure 2.19 : Mesure de CPO et vitesses associées sur l'amphibolite du Grand Paradis (7GP21). (a) Cartographie d'une zone de la lame mince. (b) CPO des phases représentant plus de 4% de l'agrégat. N correspond au nombre de points de la phase. (c) Vitesses sismiques calculées des mêmes phases et (d) de l'agrégat, à partir de la moyenne de Voigt-Reuss-Hill. Projection d'aire

égale, hémisphère inférieur. Le plan de foliation (XY) est vertical et la linéation (l'axe X) est horizontal dans ce plan. L'anisotropie est calculée à partir de l'équation (2).

Le schiste bleu du Lanzo (4LZ21) est composé de zones riches en glaucophane (Fig. 2.20a, Z1) et d'autres en épidote (30%), lawsonite (10%) et chlorite (10%) (Fig. 2.20a, Z2). Les premières développent une anisotropie proche de 14% en ondes P et jusqu'à 8.4% en ondes S (Fig. 2. 21d, Z1). L'anisotropie de l'agrégat est proche de celle du glaucophane ($AV_p = 15\%$ et $AV_s = 8.4\%$, représentant plus de 70% de la cartographie, Fig. 2.20b et c, Z1) et est alimentée par celle de la muscovite (AV_p et AV_s proches de 15%, présent à $\sim 8\%$, Fig. 2.20b et c, Z1). Les maximums et minimums d'anisotropie se situent dans le plan de foliation (Fig. 2.20d, Z1). Les zones riches en épidote, lawsonite et chlorite (Fig. 2.20a, Z2), présentent une anisotropie plus faible (presque 7% en V_p et inférieure à 6% en V_s , Fig. 2.20d, Z2). Cette baisse d'anisotropie s'explique par la présence ou le développement de phases plus isotropes (grenats à 5% et isotropes, épidote à 30% et $AV_p \sim 3\%$, albite à plus de 7% et $AV_p \sim 5\%$, lawsonite à 10% et $AV_p \sim 5\%$, Fig. 2.20b et c, Z2) et la diminution de phases anisotropes (glaucophane à 22% et $AV_p \sim 13.4\%$, Fig. 2.20b et c, Z2).

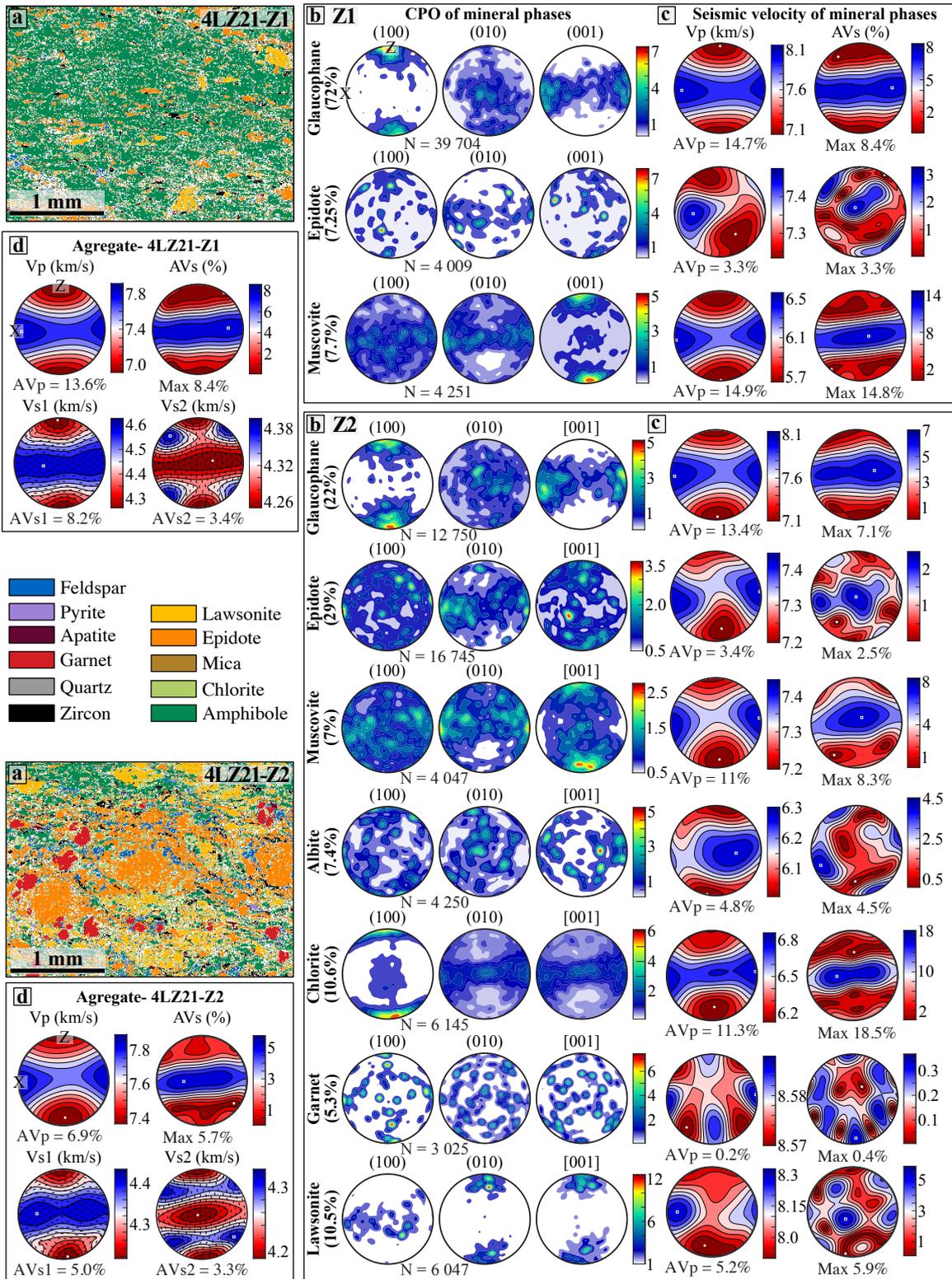


Figure 2.20 : Mesure de CPO et vitesses associées sur le schiste bleu de Lanzo (4LZ20). Cartographie d'une zone de la lame mince. (b) CPO des phases représentant plus de 4% de l'agrégat. N correspond au nombre de points de la phase. (c) Vitesses sismiques calculées des mêmes phases et (d) de l'agrégat, à partir de la moyenne de Voigt-Reuss-Hill. Projection d'aire

égale, hémisphère inférieur. Le plan de foliation (XY) est vertical et la linéation (l'axe X) est horizontal dans ce plan. L'anisotropie est calculée à partir de l'équation (2).

2. Hétérogénéité sismique - Quantifier l'effet du litage sur l'anisotropie

Dans les échantillons présentant un litage, des cartographies dans différents lits ont été effectuées afin de rendre compte de l'hétérogénéité des propriétés sismiques à l'échelle de la lame mince. En considérant les zones cartographiées comme représentative d'un lit, c'est-à-dire avec suffisamment de grains mesurés, la vitesse sismique moyenne de l'agrégat pour chaque lit, peut être représentée dans un diagramme de Flinn (Fig. 2.21). Cette fois la position dans le diagramme de Flinn rend réellement compte de la CPO des domaines cartés. Les domaines proches de l'axe des ordonnées sont des L-tectonites, les domaines proches de l'axe des abscisses sont des S-tectonites.

Les mesures directes, ainsi que le calcul des propriétés sismiques sont effectuées dans le même référentiel (X, Z). Des mesures de CPO, on obtient les vitesses maximales et minimales, qui d'après la forme des distributions des ondes P se situent en X et en Z.

Au sein des vitesses calculées :

- 1) L'amphibolite du Grand Paradis présente trois cartographies plus proches de l'axe des S-tectonites pour des anisotropies entre 13,5% et 15% (Fig. 2.21) qui correspondent à des lits plus riches en amphiboles.
- 2) L'amphibolite du Gruf présente une cartographie à l'écart des autres (Fig. 2.21) dont les proportions modales ne changent presque pas (environ 50% d'hornblende et 40% albite, Fig. 2.15). Toutefois, l'anisotropie de l'albite augmente (9,4, 8,2, 6,2 et 5,8%). Plus l'albite est anisotrope (Fig. 2.16), plus l'agrégat migre vers le champ des S-tectonites marqués (Fig. 2.21).
- 3) Le schiste bleu du Lanzo montre des variations de rapport $V_{p_{inter}}/V_{p_{min}}$ (1,04 à 1,12) sans modification du rapport $V_{p_{max}}/V_{p_{inter}}$ et associée à une anisotropie qui double (6 à 12% environ, Fig. 2.21) selon les lits. La différence s'explique par l'augmentation drastique du pourcentage de glaucophane (+38%), qui conserve une anisotropie intrinsèque entre 10 et 15% (Fig. 2.20).
- 4) La kinzigite de Corse présente une zone bien plus isotrope (8 à 2,6 %, Fig. 2.21) que les autres. Dans le domaine isotrope, la part de grenat diminue (de 15 à 7%) mais

l'augmentation du quartz quasi isotrope (5 à 0,1%) de 22% à 56% et la diminution du glaucophane (de 25% à 9%) résulte en une chute de l'anisotropie (Fig. 2.17).

- 5) Les domaines cartés de la mylonite du Gruf sont dans des faibles rapports d'aspect de l'ellipsoïde de vitesses (inférieurs à 1.06 ou 1.08, Fig. 2.21) et montrent des valeurs d'anisotropie entre 4 et 8%. Ceci s'explique par les fortes teneurs en minéraux anisotropes (albite, muscovite et hornblende, Fig. 2.18, Z1 et Z2) et les faibles teneurs en minéraux isotropes (quartz).

Au sein d'une même lame, on peut donc avoir des variations de vitesse bulk de 0,7 km/s et des variations d'anisotropie de 8% (exemple de la kinzigite), selon la composition et la texture des lits cartographiés.

Si les mesures sont bien représentatives (les zones cartographiées ne sont pas trop petites), la comparaison entre les vitesses calculées (issues des mesures de CPO) et celles mesurées (issues de mesures 3D) rend compte de l'effet des joints de grains et d'une texture (un litage) d'une échelle plus grande que la lame mince, non pris en compte dans les mesures de CPO. Il serait intéressant de calculer également la moyenne des agrégats pour l'ensemble des lits cartographiés, en pondérant les propriétés de chaque lit en fonction de leur proportion volumique dans l'échantillon.

Puisque les vitesses extrapolées de mesures directes ne sont pas dans la dispersion de celles issues des CPO, l'anisotropie à l'échelle macroscopique n'est pas égale à la moyenne des anisotropies de chaque lit, formant la texture de la roche. A l'exception du gneiss d'Ivrée pour lequel une seule cartographie a été acquise, les vitesses issues des extrapolations de mesures directes ont systématiquement un rapport $V_{p_{inter}}/V_{p_{min}}$ plus élevé que les vitesses calculées (mesures de CPO): amphibolite du Grand Paradis et kinzigite de Corse, $\Delta_{min} = +0,4$; schiste bleu de Lanzo, $\Delta_{min} = +0,5$; amphibolite du Gruf, $\Delta_{min} = +0,7$; mylonite du Grand Paradis, $\Delta_{min} = +0,12$. Pour autant, le rapport $V_{p_{max}}/V_{p_{inter}}$ est compris dans la dispersion des vitesses calculées (Fig. 2.21). Ainsi, la différence provient essentiellement d'une vitesse minimale $V_{p_{min}}$ plus faible, lorsqu'elle est extrapolée de mesures directes, qu'issue de calculs à partir de mesures CPO.

Les cracks peuvent être à l'origine de cette anisotropie supplémentaire, si la pression de fermeture n'est pas atteinte et que la correction effectuée sur la pression n'est pas suffisante. Les joints de grains peuvent également être responsables si une SPO est développée. En effet,

si ce n'est pas le cas et que les joints de grains sont équants, les ondes les traversent dans toutes les directions et ils ne contribuent pas à l'anisotropie. En revanche, si les joints de grains sont aplatis, l'onde qui se propage dans la direction Z, perpendiculairement à la foliation, rencontre plus de joints de grains, diminuant sa vitesse de propagation.

Ainsi, regardons la forme des grains cartographiés par mesures EBSD entre les domaines dont le rapport $V_{p_{inter}}/V_{p_{min}}$ diffère. Les résultats sont présentés en figure 2.22, pour le schiste bleu de Lanzo, dont la régression linéaire en pression et en température est correcte, et pour l'amphibolite du Grand Paradis, dont la pression de fermeture n'est pas atteinte, soit pour lequel la correction en pression n'est peut-être pas suffisante. Seul deux cas extrêmes par lame mince sont montrés, bien que l'analyse ait été faite sur tous les domaines cartés.

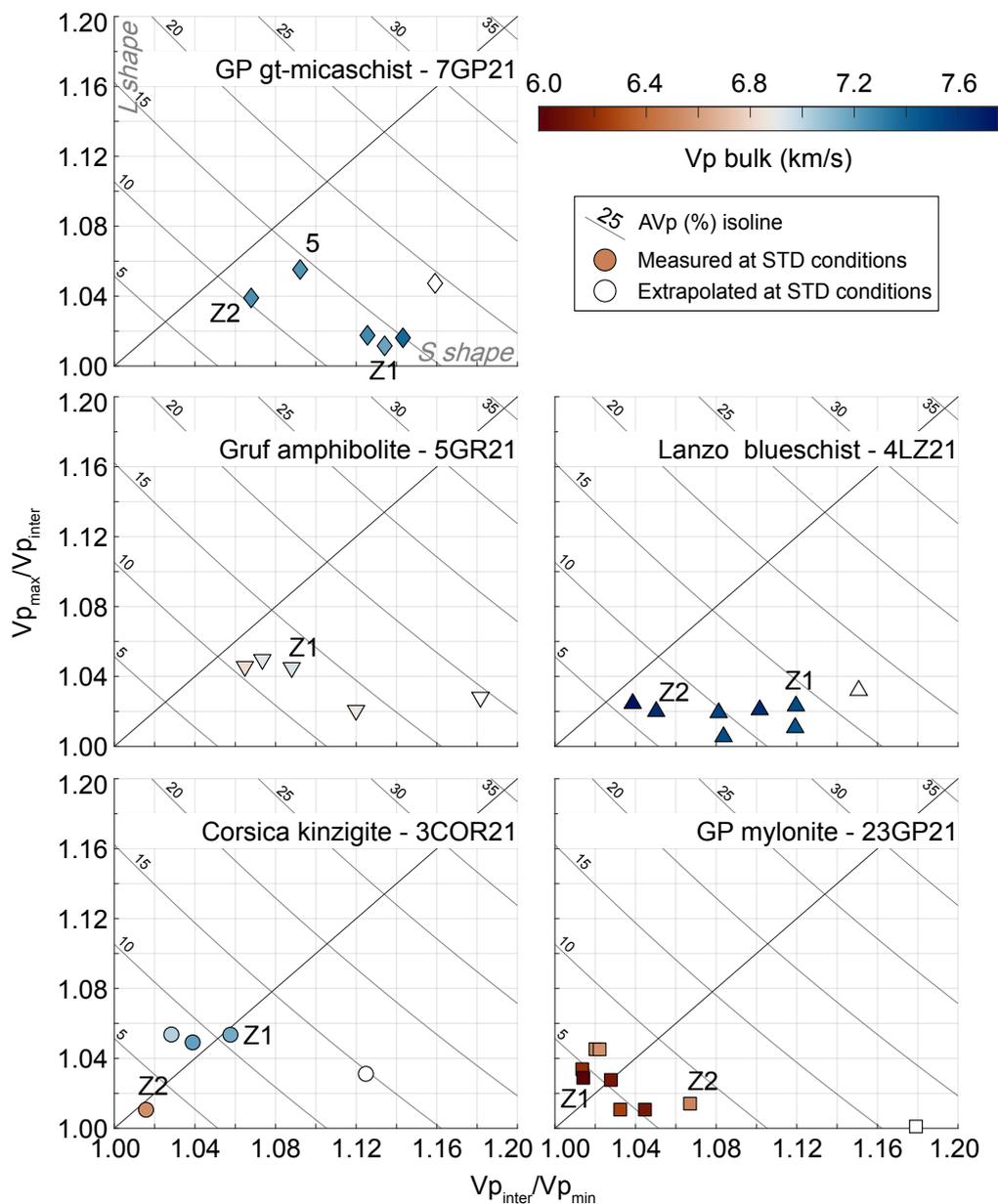


Figure 2.21 : Diagramme de Flinn des vitesses calculées de mesures de CPO et celles extrapolées de mesures 3D aux conditions standards. Les différentes cartographies au sein d'une même lame mince sont représentées par les symboles en couleurs. La couleur représente la vitesse moyenne de l'agrégat (km/s). Les zones numérotées sont celles représentées dans les figures de 2.16 à 2.20. Les symboles vides correspondent aux vitesses extrapolées de mesures directes aux conditions standards.

Le schiste bleu dispose d'une gamme continue de lits dont le rapport $V_{p_{inter}} / V_{p_{min}}$ varie (Fig. 2.22A). Le lit Z2 (CPO représentées en Fig. 2.20) dispose d'une des vitesses minimales les plus élevées, tandis que le lit Z1 montre une des vitesses minimales les plus faibles (Fig. 2.22A). La carte d'aspect des gains dans Z2 (Fig. 2.22B, Z2) montre une absence d'orientation préférentielle de la forme des grains (SPO), seulement quelques grains ont des rapports supérieurs à 3, et des joints de grains équants. A l'inverse, le domaine Z1 affiche des grains plus aplatis : les joints de grains suivent une orientation préférentielle horizontale et le grand axe de l'ellipsoïde de déformation peut être jusqu'à 4 fois plus long que le petit axe (Fig. 2.22B, Z1). Ceci s'explique par des proportions plus importantes de glaucophane dans Z1 que dans Z2. En effet, ces minéraux affichent une SPO dès lors qu'ils développent une CPO, puisque les mécanismes de déformations associés jouent sur le même axe (l'axe c). A l'inverse, des zones plus riches en épidote ou lawsonite par exemple, comme c'est le cas de Z2, ne montre pas le développement de SPO. La foliation de la roche est bien marquée par son litage et puisque la lame mince a été faite dans le plan XZ de l'échantillon, la SPO se développe bien perpendiculaire à Z, c'est-à-dire dans le plan de foliation. Cependant, à partir de ces cartes seulement, on ne peut pas prouver le développement d'une linéation, puisqu'il faudrait comparer le plan XZ au plan YZ. Celle-ci ne peut pas être prouvée à partir de cette carte, mais on sait qu'il y en a une puisqu'à l'échelle macroscopique, nous l'avons identifiée pour faire la lame mince et les mesures de CPO montrent des vitesses maximales selon X.

L'amphibolite du Grand Paradis, affichant une anisotropie plus forte du glaucophane (19% contre 15% pour le schiste bleu, Fig. 2.20), montre un lit riche en glaucophane (7GP21, Z1, Fig. 2.22) moins texturé que celui du schiste bleu (4LZZ1, Z1, Fig. 2.22) : peu de grains ont un rapport d'aspect supérieur à 3. La SPO est moins marquée dans les lits de cet échantillon, ce qui n'est pas compatible avec une CPO (et donc une anisotropie) plus élevée. Nous pensons qu'une anisotropie aussi forte peut être surestimée par un nombre de grain insuffisant. Celle-ci doit donc être pondérée. A partir d'une plus grande cartographie, on s'attend à calculer une plus faible anisotropie des grains de glaucophane, en accord avec le faible développement d'une SPO.

Le fait que les grains soient aplatis perpendiculairement à la foliation pour le schiste bleu du Lanzo suffit à expliquer la diminution de la vitesse minimale de propagation des ondes entre les deux domaines. Dans les lits les plus texturés de la lame (développant CPO et SPO), les ondes rencontrent plus de joints de grains dans la direction Z qu'en X ou Y, ralentissant leur

propagation. Dans cet échantillon, le développement d'une SPO au sein de certains lits, n'exclut pas la contribution éventuelle des cracks, bien que la différence de rapport de vitesses entre les deux mesures pour cette roche (Fig. 2.21), ne soit pas plus grande dans les roches dans lesquelles la pression de fermeture n'est pas atteinte, par exemple l'amphibolite du Gruf (Fig. 2.7).

Pour l'amphibolite du Grand Paradis, la comparaison entre les vitesses calculées des CPO et extrapolées des mesures directes ne repose pas sur des données suffisamment fiables. Le probable manque de grains mesurés et la présence de cracks ou fissures mal refermés durant les mesures directes (Fig. 2.9), explique l'écart entre ces deux mesures.

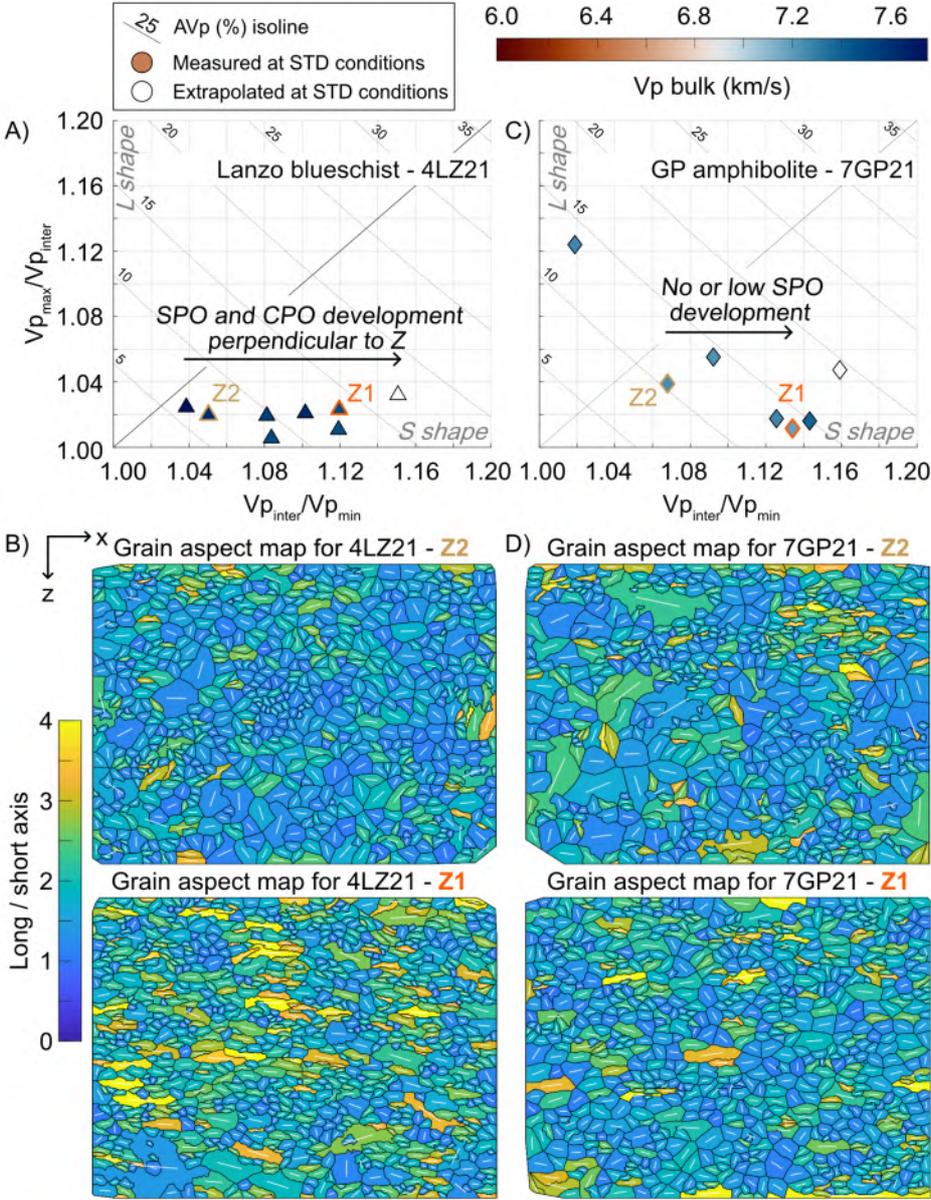


Figure 2.22 : Relation entre la SPO et les rapports de vitesses dans deux domaines de la lame mince du schiste bleu du Lanzo (A et B) et de l'amphibolite du Grand Paradis (C et D). Les cartes B et D représentent le rapport d'aspect des gains, défini comme le rapport entre le grand axe et le petit axe de l'ellipsoïde de déformation. Ellipsoïde cherchant à mimer au mieux la forme du grain. Ce rapport représente à quel point l'ellipsoïde se différencie d'un cercle, dont la valeur serait égale à 1. Il augmente à mesure que l'ellipsoïde de déformation ne s'aplatit ou ne s'allonge. Certains joints de grains n'ont pas de signification texturale en raison de l'extrapolation faite due à une mauvaise indexation dans certaines zones. Seule l'orientation au premier ordre est à considérer.

C. Bilan des résultats

Les vitesses directes extrapolées aux conditions standard montrent que les échantillons sont exclusivement situés du côté des ellipsoïdes « oblate ». Ceci est cohérent avec le choix des lithologies puisque nous avons sélectionné des roches affichant le plus souvent une foliation. Certaines sont isotropes, comme les charnockites la migmatite du Gruf (Fig. 2.10), dans lesquelles aucune S_1 n'a donc pu être déterminée (Fig. 2.5).

Aux conditions en profondeur, les rapports $V_{p_{inter}}/V_{p_{min}}$ diminuent pour tous les échantillons, sans changement majeur du rapport $V_{p_{max}}/V_{p_{inter}}$, signifiant principalement une augmentation de vitesse dans la direction Z, très probablement associée à la fermeture des cracks. L'augmentation de la vitesse en Z place certaines roches (la serpentinite, l'amphibolite du Grand Paradis et l'amphibolite du Gruf) près de l'axe des ellipsoïdes « prolate ». Cette position ne signifie pas pour autant que ces échantillons s'approchent d'une forme de L-tectonites. A partir de sa position initiale, la serpentinite se trouve translatée de l'autre côté de la diagonale. Les deux amphibolites voient leurs deux rapports de vitesses modifiés. Or, les mesures de ces deux échantillons ne sont pas très fiables au vu de la taille des barres d'erreur à 600 MPa. Il est donc facilement envisageable que l'extrapolation des valeurs ne révèle en rien les propriétés intrinsèques de la roche.

Mise à part ces échantillons, en conditions en profondeur, l'anisotropie peut atteindre jusqu'à 10% (gneiss d'Ivrée et charnockite du Gruf, Fig. 2.11). Seuls quelques échantillons présentent des vitesses inférieures à celles du Moho tomographique (gneiss d'Ivrée et charnockites et migmatites du Gruf, Fig. 2.13). Deux ont des vitesses supérieures (amphibolite du Grand Paradis et amphibolite du Gruf, Fig. 2.13). Pourtant, intégrés entre deux couches mantelliques, leur signature en fonctions-récepteur, ne correspond pas simplement à une

conversion positive ou négative pour tous les back-azimuths et au sein d'une couche pentée, l'effet du pendage obscurci celui de l'anisotropie (Fig. 2.15).

En conditions de surface, les anisotropies extrapolées des mesures directes sont plus importantes que celles calculées de mesures de CPO (Tab. 2.1), alors même que l'anisotropie intrinsèque (issue des CPO) peut doubler par l'effet du litage (Tab. 2.1 ; Fig. 2.21). Par comparaison aux vitesses en surface extrapolées des mesures pétrophysiques, le litage à l'échelle de l'échantillon peut se convoluer à celui des CPO, favorisant des ellipsoïdes de vitesses « oblate » (Fig. 2.21 et 2.23) et ainsi, augmenter l'anisotropie résultante à l'échelle centimétrique. Le même effet peut être produit pas des cracks mal refermés pendant la montée en pression.

Le tableau 2.1 recense les vitesses extrapolées des mesures directes aux conditions de surface et en profondeur, les dérivées des vitesses en fonction de la pression et la température, ainsi que les calculs de vitesses au sein de deux lits de texture et minéralogie différentes pour 5 roches.

Sample	Extrapolated from 3D petrophysic measurements													From CPO measurements			
	Vp (km/s) at P0 - T0				$\partial V_p / \partial P$ (x10-4)			$\partial V_p / \partial T$ (x10-4)			Vp (km/s) at 1,3GPa - 800°C				Vp (km/s) at P0 - T0		
	X	Y	Z	AVp (%)	X	Y	Z	X	Y	Z	X	Y	Z	AVp (%)	min	max	AVp (%)
7IV21	6,23	6,21	5,77	7,53	2,10	1,70	3,10	-4,08	-4,38	-7,95	6,19	6,08	5,55	10,66			
3COR21	6,67	6,46	5,75	14,66	3,00	4,80	11,90	-4,53	-6,20	-6,42	6,71	6,61	6,82	3,03	6,47	6,63	2,60
															6,80	7,60	10,80
7COR21	5,05	4,73	3,89	25,31	9,00	10,00	17,70	25,73	20,17	43,05	8,31	7,68	9,70	23,49			
23GP21	6,27	6,26	5,31	16,17	6,20	5,00	12,20	-3,59	-2,85	-2,13	6,81	6,71	6,77	1,57	5,85	6,15	4,20
															6,20	6,70	7,90
4LZ21	7,32	7,09	6,15	16,97	4,90	4,50	9,00	-3,95	-4,04	-2,78	7,65	7,36	7,13	7,09	7,35	7,90	6,90
															7,05	7,90	13,60
12COR21	6,21	5,75	4,64	28,36	5,30	6,30	11,70	7,20	10,70	27,61	7,49	7,45	8,41	12,36			
5GR21	6,63	6,45	5,46	18,98	11,70	10,00	16,70	0,37	-0,02	0,19	8,23	7,78	7,70	6,64	6,50	7,40	12,80
7GP21	6,59	6,29	5,43	19,08	12,80	14,40	25,40	-2,00	0,12	4,56	8,15	8,23	9,19	12,20	6,70	7,80	15,00
															6,90	7,65	10,40
5IV21	6,73	6,72	5,99	11,40	7,10	6,00	10,90	-1,72	-0,73	-1,47	7,54	7,46	7,33	2,88			
6GR21	6,37	6,30	6,21	2,54	3,70	2,50	4,90	-3,76	-3,31	-3,52	6,56	6,36	6,58	3,44			
8GR21	5,75	5,73	5,77	0,70	9,70	9,80	10,30	-4,30	-5,13	-5,33	6,70	6,63	6,71	1,26			
4IV21	5,78	6,06	4,78	23,11	4,90	4,40	12,60	5,31	4,43	21,02	7,03	7,00	8,15	15,49			
14GR21	6,13	6,08	6,03	1,60	1,60	1,60	2,40	-3,92	-4,96	-8,18	6,02	5,89	5,70	5,45			
13GR21	6,06	5,93	5,74	5,42	3,30	2,90	3,10	-5,09	-5,48	-8,40	6,09	5,88	5,48	10,42			
2LZ21	6,91	6,15	5,31	26,08	1,50	2,10	5,00	-1,31	-2,40	-0,49	7,01	6,33	5,94	16,69			
19GP21	6,10	5,89	5,71	6,66	4,50	4,40	10,00	-4,28	-3,03	-2,06	6,35	6,25	6,88	9,76			
6IV21	5,91	5,93	5,83	1,81	6,30	4,10	9,80	-3,80	-2,42	-3,27	6,45	6,28	6,87	8,94			
4GR21	5,17	5,69	5,25	9,67	6,60	7,70	15,60	-3,37	-4,10	-4,04	5,78	6,40	7,01	19,21			

Tableau 2.1 : Résultats des vitesses en conditions de surface et en profondeur, extrapolées de mesures directes et calculées de mesures de CPO.

V. Discussion

A. De l'échantillon à l'échelle sismique : quels arguments pour un changement d'échelle ?

Des transferts d'échelle à plusieurs niveaux sont sollicités dans cette étude et doivent être questionnés : (i) du grain à l'agrégat (μm à pluri- μm) ; (ii) de l'agrégat à la lame mince (pluri- μm à cm) ; (iii) de la lame mince à l'échantillon (cm à pluri- cm) ; (iv) de l'échantillon à l'affleurement (cm à m) ; (v) de l'affleurement à échelle sismique (m à km ou pluri- km). La différence d'ordre de grandeur totale est donc 10^9 !

Les transferts d'échelle jusqu'à l'affleurement sont déjà bien employés et discutés : mesures en laboratoire des cristaux individuels (e.g. *Aleksandrov et Ryzhova, 1961* ou *Vaughan et Guggenheim, 1986*) ; mesures en laboratoire des échantillons de roches (e.g. *Christensen et Mooney, 1995*) ; et mesures de CPO sur lames minces (e.g. *Erdman et al., 2013* ou *Mainprice et Nicolas, 1989*). A ces échelles, les mesures et calculs effectués tentent de caractériser l'anisotropie intrinsèque des minéraux et de la roche.

Les transferts d'échelle de l'affleurement à l'échelle sismiques sont explorés, soit en appliquant aux échelles supérieures les propriétés physiques des roches, pour rendre compte de l'effet de la fabrique et des structures lithosphériques (e.g. *Barruol et Kern, 1996*), soit en réduisant les résultats d'expériences sismiques à des orientations simplifiées des roches et donc à des échelles inférieures (e.g. *Levin et Park, 1998* ; *Schulte-Pelkum et Mahan, 2014* ; *Shapiro et al., 2004*). Cependant, ces transferts à l'échelle kilométrique reposent sur l'hypothèse que la composition des échantillons est représentative de celle de la croûte aux échelles géophysiques et que les structures lithologiques n'ont pas d'effets. L'écart entre la taille des images géophysiques et celle des structures sur le terrain est tel que l'on considère que les propriétés mesurées à petites échelles rendent compte d'un milieu effectif équivalent. Or l'hypothèse d'un milieu effectif équivalent implique que l'on considère constant le rapport entre la taille de la structure imagée et la longueur d'onde de l'onde (mm/λ_{US} et km/λ_P , Fig. 2.1). Si ce rapport est vérifié, y a-t-il une équivalence également entre la densité des microfissures à l'échelle de l'échantillon et la densité des fractures ou des failles à l'échelle de l'affleurement ou la croûte ? Sous ce spectre, une distinction entre la croûte supérieure et la croûte inférieure doit être faite. Dans la croûte supérieure, les réseaux de fractures se développent parallèlement aux axes de contrainte maximale, générant une anisotropie sismique liée au champ de contrainte régionale

(Almqvist et Mainprice, 2017). Cependant, dans la croûte inférieure, le rôle des réseaux de fractures est moins bien contraint. Les profondeurs maximales atteintes par des forages (KTB et Kola), montrant des roches fissurées et hydratées, sont de 9 et 12km (e.g. *Emmermann et Lauterjung, 1997*).

Zertani et al., 2019 vérifie l'hypothèse des structures lithosphériques négligeables en étudiant le lien entre la déformation et l'éclogitisation, le long d'une zone de cisaillement éclogitique statique. D'après cette étude, « la structure des zones de cisaillement du faciès éclogitique est indépendante de l'échelle sur plusieurs ordres de grandeur ». Ils en déduisent donc que la géométrie des zones de cisaillement éclogitique importe peu aux échelles hectométriques. C'est la proportion éclogite/granulite qui gouverne les propriétés effectives du milieu. Dans ce cas, les propriétés pétrophysiques à l'échelle de l'affleurement sont en effet applicables à l'échelle kilométrique. L'adéquation aux structures de faciès amphibolitiques / granulitiques reste à confirmer.

Une façon de vérifier le changement d'échelle de la lame mince à l'échelle kilométrique est d'utiliser un modèle de propagation dynamique des ondes par éléments finis (*Zhong et al., 2014 et 2015*). Ce modèle résout analytiquement la propagation d'une onde de déformation plane en 2D dans un milieu élastique linéaire (*Frehner et al., 2008*). Le milieu peut être une cartographie contenant des informations texturales (CPO) et minéralogiques et l'angle de propagation est au choix de l'utilisateur. L'avantage de cette méthode est que la longueur d'onde peut varier, ainsi que la taille des pixels du milieu. L'analogie entre les ultrasons et les ondes sismiques (mm/λ_{US} et km/λ_P) peut alors être vérifiée.

Sans faire varier la longueur d'onde mais en comparant les résultats à ceux issus de méthodes statiques (calculées à partir de moyennes Voigt, Reuss ou Hill, par exemple), le transfert d'échelle entre la lame mince et l'échantillon peut être abordé. Les résultats pour un échantillon d'amphibolite (*Almqvist et Mainprice, 2017*) montrent que malgré la forte SPO de l'échantillon, celle-ci n'a pas d'impact sur la dépendance directionnelle de V_p . La CPO est le facteur majoritaire. Dans ce cas, la correspondance entre les vitesses issues de méthodes statiques et celles issues de méthodes actives (l'onde se propage à travers un milieu) est vérifiée.

Dans notre cas, cette correspondance est abordée en comparant les vitesses issues des mesures de CPO et celles issues de mesures 3D. Nous avons montré que l'effet du développement conjoint de CPO et SPO favorise des ellipsoïdes aplatis (« oblates »). Il serait intéressant d'appliquer le modèle de propagation dynamique des ondes aux échantillons de cette

étude. D'une part, afin de vérifier cet effet. D'autre part, afin d'aborder la correspondance entre ultra-sons et ondes P en changeant la longueur d'onde de l'onde et la maille du milieu. Notamment pour des longueurs d'onde proches de la taille de la maille du milieu, afin d'approximer la taille critique des structures observables à partir d'onde sismique.

Des différences de propriétés entre les vitesses issues de mesures directes et celles calculées ont déjà constatées. Par exemple, sur un échantillon de gneiss à biotite fortement foliée, *Kern et al. (2008)* montre une anisotropie supérieure à 7% à partir des mesures directes (15% contre 8% à 600 MPa). Cette différence est attribuée au développement conjoint d'une CPO et d'une SPO dans les micas.

B. Élasticité des roches dans la direction Z

Dans nos mesures directes, pour des roches anisotropes, la dépendance de Z à la pression est plus importante que dans les autres directions (Fig. 2.7) : $\left(\frac{\partial Vp}{\partial P}\right)_z > \left(\frac{\partial Vp}{\partial P}\right)_{x,y}$

Cette observation est confirmée en comparant les vitesses en surface, extrapolées de mesures directes ou calculées à partir de CPO (Fig. 2.21). Nous montrons que l'effet de la SPO aplati les ellipsoïdes de vitesses et les rapproche vers formes en S-tectonites et nous rappelons que la présence de cracks orientés selon l'axe Z peut y contribuer également (Fig. 2.22). Ces deux facteurs contribuent donc à une élasticité de la roche plus importante dans le plan de la foliation. Seulement, celle-ci peut-être également causée par des minéraux contenus dans ce plan et dont l'élasticité intrinsèque est plus élevée en Z également. Les micas, fréquents dans les roches anisotropes, sont un bon exemple. En effet, il s'avère que la dérivée du paramètre élastique K (module bulk, utilisé dans l'équation de vitesses des ondes P : $Vp = \sqrt{(K + \frac{4}{3} * \mu)/\rho}$), en fonction de la pression est plus élevée pour les micas ($\frac{\partial Kt}{\partial P}$ de 7.6 à 8.6, *Abers et Hacker, 2016*), que pour des tectosilicates ($\frac{\partial Kt}{\partial P} = 6.2$ pour le quartz, $\frac{\partial Kt}{\partial P} = 6.2$ pour les feldspaths, *Abers et Hacker, 2016*) par exemple. Comme expliqué en introduction, ce module bulk est relié aux constantes de Lamé tel que $K = \lambda + \frac{2\mu}{3}$. Pour des matériaux isotropes, les deux constantes élastiques indépendantes (λ et μ) sont reliées aux constantes élastiques anisotropes par les équations suivantes (*Almqvist et Mainprice, 2017*) :

$$\begin{aligned} C_{11} &= C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu \\ C_{12} &= C_{23} = C_{13} = \lambda \end{aligned}$$

$$C_{44} = C_{55} = C_{66} = \frac{1}{2}(\lambda C_{11} - C_{12}) = \mu$$

Où C_{xy} correspond à la position dans le tenseur de rigidité élastique de quatrième rang

Pour des minéraux anisotropes, les équations sont plus complexes mais une relation est néanmoins conservée entre K et C_{ij} . Ainsi, des $\frac{\partial Kt}{\partial P}$ élevées, pour des minéraux tels que les micas, impliquent que la dérivée du tenseur C_{ij} en fonction de la pression ($\frac{\partial C_{ij}}{\partial P}$) est également plus grande, c'est-à-dire une élasticité plus importante.

Ainsi, non seulement le plan de foliation peut lui-même être élastique, par la présence de cracks et la multiplicité des joints de grains due à la SPO, mais il peut également contenir des minéraux dont l'élasticité intrinsèque est importante, contribuant l'anisotropie en Z .

L'angle de foliation joue donc un rôle important dans l'anisotropie des roches, et ce de l'échelle intrinsèque à l'échelle macroscopique. Essayons donc de quantifier son effet.

C. L'anisotropie des roches par rapport au plan de foliation

Almqvist et Mainprice (2017) étudie la dépendance directionnelle des ondes P en estimant leurs vitesses selon l'angle de propagation par rapport à la foliation, à travers plusieurs méthodes : déduites de textures réelles par mesures de CPO (moyenne de Voigt, Reuss et Hill, respectivement, courbes bleue, rouge et verte, Fig. 2.23b) ; modélisées à partir de propagation dynamique des ondes, en considérant seulement la SPO (courbe bleu clair, Fig. 2.23b) ou SPO et CPO (courbe violette, Fig. 2.23b) ; et à partir de mesures directes 3D (étoiles jaunes, Fig. 2.21b). Les vitesses les plus élevées ont bien lieu dans le plan de foliation (angle nul), les plus faibles, à 90°, quel que soit la méthode utilisée, à l'exception des vitesses pour lesquelles seulement la SPO est considérée. Bien que celle-ci soit forte, cette étude montre qu'elle n'a pas d'effet sur la dépendance directionnelle des ondes. En considérant CPO et SPO, les vitesses modélisées sont proches de la moyenne de Hill pour une propagation perpendiculaire à l'angle de foliation et se rapprochent de la limite de Voigt, dans le plan de foliation.

Les vitesses mesurées montrent une bonne adéquation à la limite de Voigt lorsque la propagation est parallèle au plan de foliation mais est supérieure aux vitesses issues des autres méthodes, lorsque la propagation se fait perpendiculairement à l'angle de foliation.

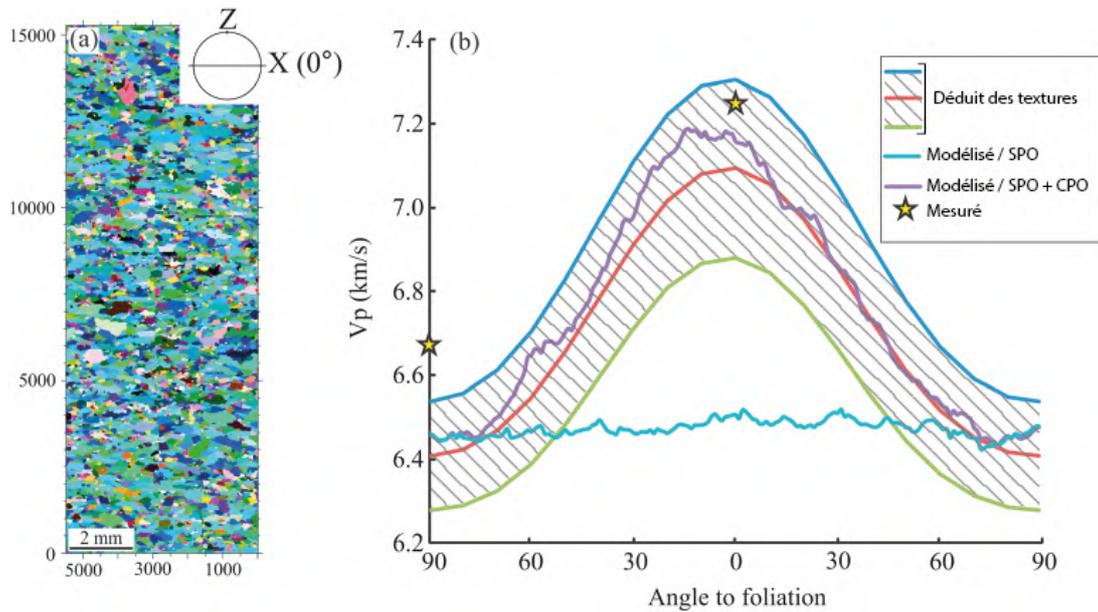


Figure 2.23 : Comparaison des variations de vitesses en fonction de l'angle avec la foliation. À partir de mesures de texture par EBSD (a) et modélisés à partir des textures (SPO) et des orientations cristallines (CPO). Modifiée de *Almqvist et Mainprice (2017)*.

Cette même comparaison peut être effectuée sur les roches pour lesquelles nous disposons de mesures de CPO et de mesures directes 3D. En reprenant la représentation de la figure 2.24, les résultats sont regroupés en figure 2.25, sans la modélisation dynamique des ondes.

Par définition, la différence entre le minimum de la moyenne de Reuss et le maximum de la moyenne de Voigt comprend donc l'effet de l'anisotropie intrinsèque (CPO des minéraux) et l'effet du litage maximal. Cette anisotropie est représentée par la double flèche verte (Fig. 2.24) et est toujours supérieure à l'anisotropie indiquée par la moyenne de Hill (flèches orange, Fig. 2.24), qui ne considère que l'anisotropie intrinsèque.

L'effet du litage maximal n'est cependant, qu'uniquement basé sur les valeurs de CPO et l'effet réel du litage provient en réalité de l'anisotropie issue des mesures 3D (flèches noirs, Fig. 2.24). Là encore, ces flèches sont systématiquement plus petites que celles représentant l'effet maximal du litage mais sont du même ordre de grandeur que l'anisotropie indiquée par la moyenne de Hill (flèches orange, Fig. 2.24). On comprend désormais pourquoi à partir de la moyenne de Hill, on obtient de bonnes prédictions sur l'anisotropie des roches. Cependant, concernant les vitesses absolues, notre étude montre des vitesses extrapolées de mesures directes sont systématiquement inférieures aux vitesses moyennées (à l'exception du gneiss

d'Ivrée) et principalement pour une vitesse de propagation perpendiculaire à la foliation. Cette observation précise l'exemple donné par *Almqvist et Mainprice (2017)*. Les mesures sont en dehors des limites de Voigt-Reuss, non pas pour des grains dont le rapport d'aspect est de 100 :1, mais même pour de rapport de 4 :1. Conclusion en accord avec des vitesses minimales plus faibles à partir des mesures directes que de CPO (Fig. 2.21), interprétées en parti par le développement d'une SPO (Fig. 2.22).

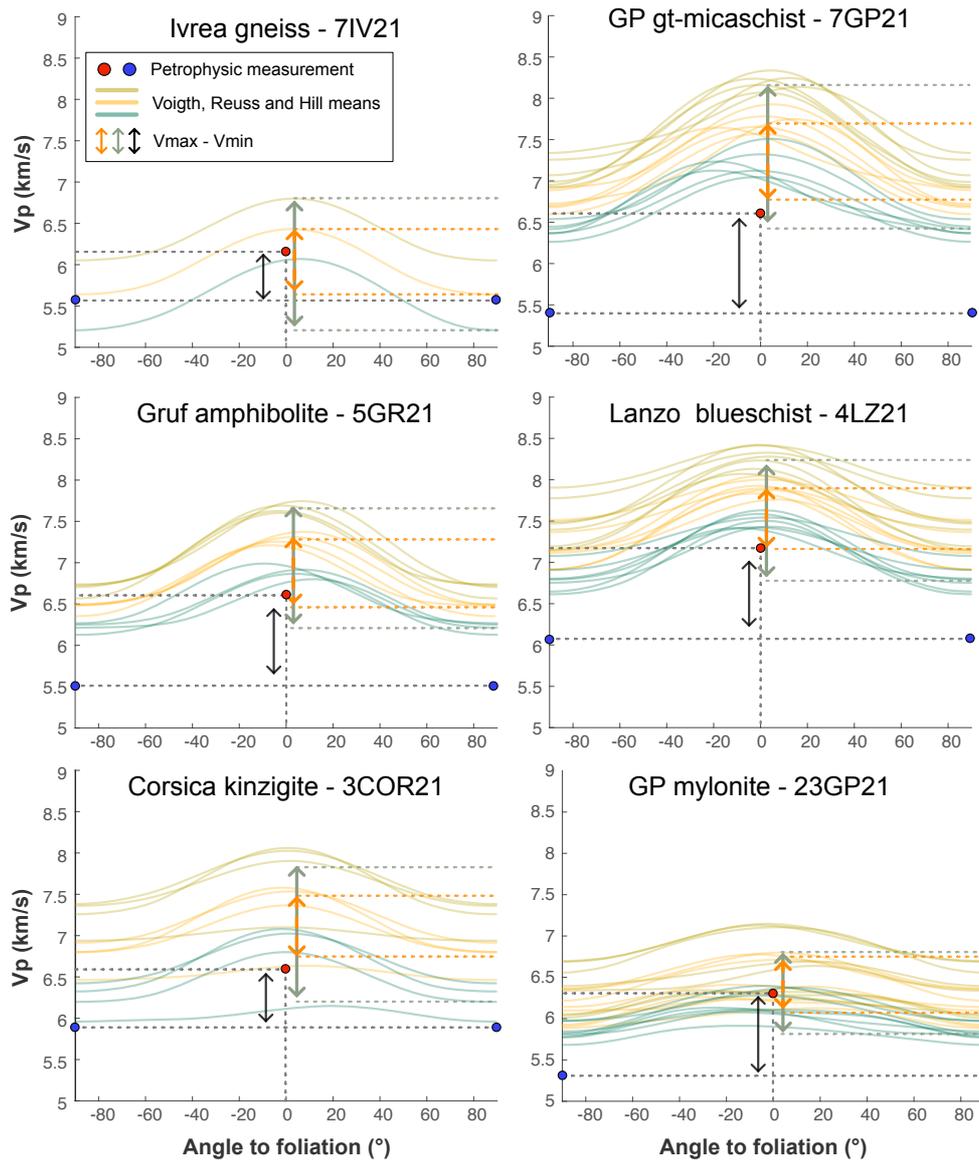


Figure 2.24 : Amplitude comparée des vitesses en fonction de l'angle de foliation. Les flèches noires représentent l'amplitude extrapolées de mesures directes (points rouges et bleus). Les flèches orange indiquent l'amplitude de la moyenne de Hill, les vertes, du minimum de Reuss et du maximum de Voigt, pour les vitesses issues de mesures CPO.

VI. Conclusion

L'amélioration de la résolution des images géophysiques permet une interprétation plus fine des caractéristiques des structures de la croûte et en particulier l'anisotropie de la croûte inférieure. Celle-ci est majoritairement interprétée comme la preuve de processus de déformation ductile à l'échelle du grain. Seulement, interpréter pleinement l'anisotropie sismique nécessite de déconvoluer les effets de l'anisotropie intrinsèque (due au développement de CPO, à l'échelle du grain donc), des effets de l'anisotropie apparente (due aux hétérogénéités de plus petites longueurs d'onde que l'onde sismique). Dans ce chapitre, nous montrons que (i) au 1^{er} ordre, l'anisotropie de la moyenne de Hill rend compte de l'anisotropie réelle (complète) de la roche ; (ii) les vitesses prédites à partir des moyennes sont systématiquement supérieures aux vitesses mesurées, de l'ordre de 0,1 ou 0,2 km/s à 1,5 km/s, selon le litage et le développement conjoint d'une CPO et SPO au sein d'un lit ; (iii) effectuer des mesures de CPO au sein d'une lame permet d'évaluer en partie l'effet d'un litage centimétrique sur l'anisotropie sismique. Enfin, les mesures directes sur un agrégat semblent montrer une anisotropie supérieure que ce que prédit les calculs au sein de plusieurs lits constituant l'agrégat et même supérieure à l'anisotropie de lits riches en amphiboles, dont la fabrique est forte. Le schiste bleu de Lanzo en est un bon exemple puisqu'il présente non seulement des mesures directes fiables et des mesures de densité et forme de CPO qui ne semblent pas sous-échantillonnées. Quant bien même celles-ci le seraient, on s'attend à exagérer l'anisotropie des phases sous-échantillonnées, ce qui n'explique pas une anisotropie plus faible. De plus grandes surfaces de mesures d'orientation cristallographiques seraient nécessaires pour confirmer ce résultat.

Si le panneau plongeant subducte et se réagit dans le faciès des granulites, l'anisotropie résultante (s'il y a) devrait se développer parallèle aux limites du slab. Observe-t-on une anisotropie parallèle au slab dans les données de fonctions-récepteur sous les Alpes ? Dans quelles conditions, une telle anisotropie est visible ? Puisque les fonctions-récepteur imagent des interfaces, elles mettent en évidence un contraste de vitesse entre 2 lithologies. Au premier ordre, d'après les modèles synthétiques que nous avons générés, il ne semble pas évident de pouvoir différencier l'effet d'une anisotropie parallèle au slab et l'effet du pendage du slab. Seulement, ces modèles ne permettent pas de prédire quel contraste est nécessaire pour créer une interface en fonctions-récepteur et dans quelles conditions. Ces questions font l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 3

Décomposition harmonique des fonctions-récepteur le long du profil CIFALPS : à la recherche de l'anisotropie du panneau plongeant alpin

Sommaire

I.	<i>Introduction</i>	183
A.	Dépendance de la signature du panneau alpin au back-azimuth	183
B.	Rappels sur les fonctions-récepteur	187
C.	Pendage des interfaces : la limite des fonctions-récepteur	191
II.	<i>Mise en œuvre de la décomposition harmonique</i>	192
A.	Méthode de mise en œuvre.....	192
B.	Principe du code de décomposition harmonique, élaboré au cours de cette thèse 196	
III.	<i>Tests préliminaires à la démarche inverse</i>	200
A.	Signatures harmoniques de différentes complexités.....	200
B.	Construction des fonctions-récepteur synthétiques.....	202
C.	Influence de l'épaisseur du panneau plongeant.....	209
D.	Influence du type d'anisotropie du panneau plongeant et de son encaissant.....	210
E.	Relation entre décalage temporel et pendage	214
F.	Scénarios de transformations envisagées	215
IV.	<i>Démarche inverse</i>	217
A.	Stations à l'avant de la chaîne	221
1.	Données de phase	221
2.	Données d'amplitude	222
B.	Stations des zones externes, zone crustale à faible vitesse des ondes S	224
1.	Données de phase	224
2.	Données d'amplitude	225
C.	Stations des zones internes, transformations dans le panneau plongeant crustal	228
1.	Données de phase	228
2.	Données d'amplitude	229
D.	Bilan de la démarche inverse	231

V.	<i>Discussion</i>	232
A.	Transformations des roches de croûte inférieure le long de la chaîne	232
1.	De l'avant de la chaîne au prisme de collision.....	232
2.	Du prisme de collision au panneau plongeant	233

Avant-propos

Le modèle de tomographie des ondes S montre des variations de vitesses au sein du panneau plongeant qui semblent s'expliquer par la transformation des roches du faciès amphibolitique au faciès granulitique de haute pression et non pas par l'éclogitisation (chapitre 1). Seulement ces calculs ne considèrent pas l'effet de l'anisotropie des roches, liée à l'anisotropie intrinsèques des minéraux et/ou à leurs hétérogénéités. Dans le chapitre 2, nous estimons l'anisotropie en profondeur de différentes roches alpines et cherchons à déceler la part des différentes sources d'anisotropie à l'échelle de l'échantillon. Les résultats en profondeur (1,3GPa et 800°C) montrent des anisotropies non négligeables et des variétés de vitesses moyennes. Certains sont lents et plus anisotropes, par exemple jusqu'à 10% et 6 km/s pour le gneiss d'Ivrée ; d'autres sont rapides et peu anisotropes, par exemple la mylonite du Grand Paradis de presque 7 km/s et 1,5% d'anisotropie. Dans des modèles de fonctions-récepteur, il semble évident, qu'en fonction des propriétés du milieu encaissant, ces lithologies ne produiront pas les mêmes conversions. Le chapitre précédent apporte un cadre des variations de vitesses et d'anisotropies possibles pour certaines lithologies en profondeur. Regardons désormais les données de fonctions-récepteur disponibles sous les Alpes.

Est-il possible de déceler des variations d'anisotropie le long de la chaîne dans les données de fonctions-récepteur et même préciser s'il s'agit d'une anisotropie planaire ou linéaire ? Peuvent-elles être différenciées de l'effet du pendage, qui d'après une première approche dans le chapitre 2, semble gommer l'effet de l'anisotropie lorsqu'ils sont orientés de façon similaire ? Si oui, comment ces variations peuvent-elle être interprétées en termes de transformations ? Qu'attend-on nous d'une réaction qui consomme des amphiboles et produit des clinopyroxènes ? Au premier ordre, on peut estimer que l'anisotropie diminue, par la perte des amphiboles. Seulement, le chapitre 2 montre que les effets de SPO et de litages peuvent contribuer de manière significative à l'anisotropie de la roche, rendant plus complexes les prédictions. Répondre à ces questions nécessite donc d'isoler l'effet de chaque paramètre pour aider à une meilleure compréhension de la signature sismique complète. Pour cela, une démarche directe est entreprise afin de déterminer quelles transformations de roches sont susceptibles d'être mises en évidence et dans quelles conditions. Ces résultats sont ensuite utilisés dans une démarche inverse appliquée aux données le long du profil CIFALPS, pour tenter de reconnaître la signature d'éventuelles transformations.

I. Introduction

A. Dépendance de la signature du panneau alpin au back-azimuth

Dans les Alpes, le long du transect CIFALPS, le modèle de vitesses des ondes S par tomographie de bruit ambiant permet de bien imager le panneau plongeant alpin (Fig. 3.1C, *Nouibat et al., 2022*), mettant en évidence des variations de propriétés d'Ouest en Est dans la partie crustale du panneau plongeant alpin. Issu d'un jeu de données indépendant du modèle de vitesse des ondes S, le modèle de fonctions-récepteur (*Zhao et al., 2015*, Fig. 3.1B et 3.2) fournit une preuve sismologique de la continuité du panneau plongeant alpin avec la croûte inférieure européenne (n°1, Fig. 3.1B). Ce panneau plongeant est marqué par deux interfaces de conversion d'une onde P en onde S (Ps) : positive (en rouge) qui correspond à une augmentation de la vitesse avec la profondeur, et négative (en bleu) qui correspond à une diminution de la vitesse avec la profondeur, sous le massif de Dora-Maira (DM, Fig. 3.1B, n°2, Fig. 3.1B). Ces interfaces sont désignées comme étant respectivement le Moho européen (discontinuité de Mohorovičić, limite croûte-manteau) et le Moho « inverse » (le manteau est situé au-dessus de la croûte). Le Moho européen, à pendage Est, est visible de 40 à 75 km de profondeur. Le Moho Adriatique, lui, est visible à partir de 30-40 km de profondeur sous la plaine du Pô (n°3, Fig. 3.1B), et jusqu'à 10-15 km au-dessus d'une conversion Ps négative importante, qu'on appelle le corps d'Ivrée (IB, Fig. 3.1B).

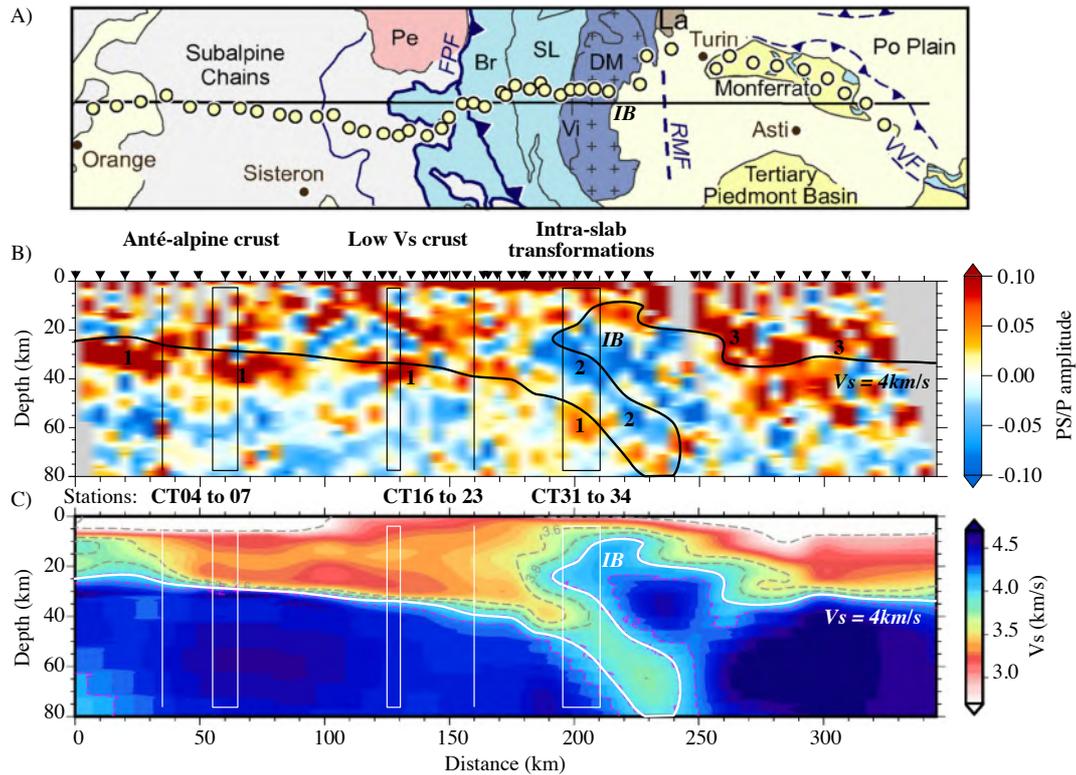


Figure 3.1 : Variations de propriétés sismiques de la croûte européenne et du panneau plongeant. A) Localisation du profil CIFALPS. B) Modèle en fonction-récepteurs de *Zhao et al. (2015)* le long du profil CIFALPS, sur lequel iso-vitesse 4 km/s, issue du modèle en tomographie, est reporté. La conversion positive associée au Moho européen, proche de l'isovitesse 4km/s, n'est pas continue. C) Modèle en tomographie des ondes S de *Nouibat et al. (2022)*, montrant une croûte inférieure de faibles vitesses sismiques et une augmentation de vitesse dans le panneau plongeant alpin. L'ensemble de la figure est modifié de *Paul et al. (2022)*. La localisation des stations utilisées dans cette étude est également reportées sur les modèles de fonctions-récepteur et de tomographie, ainsi que les conversions auxquelles l'étude s'intéresse.

Ce modèle montre également que la signature sismique de la croûte inférieure et du panneau plongeant est fonction des back-azimuths (Fig. 3.2). Selon les back-azimuths sélectionnés, les conversions dans la croûte inférieure dans le prisme et le long du panneau plongeant diffèrent. Pour des back-azimuths venant du NNW (Fig. 3.2C), la croûte inférieure européenne montre une conversion négative (n°1, Fig. 3.2C) et le panneau est continu (conversion positive non interrompue) jusqu'à plus de 60 km de profondeur (entre n°2 et n°3,

Fig. 3.2C). En revanche, pour des back-azimuts venant du ENE (Fig. 3.2B), le panneau apparaît discontinu. La conversion $n^{\circ}2$, positive pour des back-azimuts N (Fig. 3.2C), devient négative lorsqu'elle est éclairée par l'Est ($n^{\circ}2$, Fig. 3.2B) et une conversion positive presque horizontale apparaît ($n^{\circ}3$, Fig. 3.2B). Ces différences sont bien la preuve d'une dépendance aux back-azimuts dans l'imagerie du panneau plongeant.

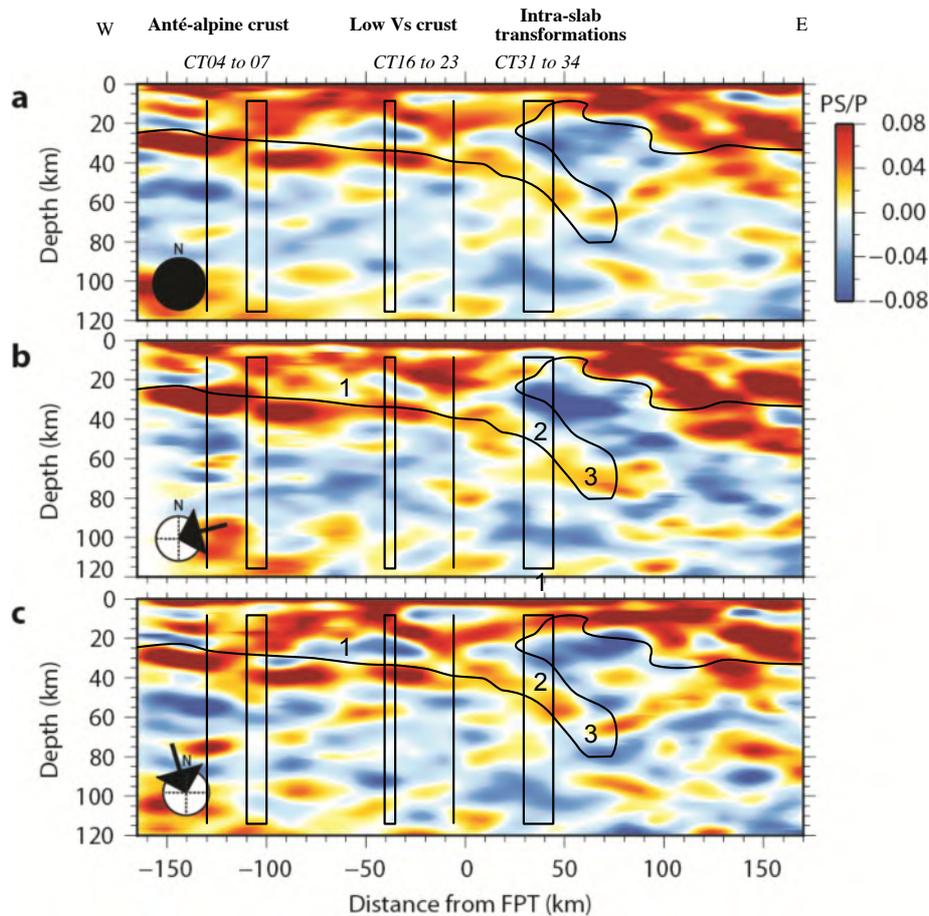


Figure 3.2 : Variations de propriétés sismiques du Moho européen selon les back-azimuths. A) Tous les back-azimuths sont considérés. B) Back-azimuths ENE (28° - 118° , indiqués par la flèche). C) back-azimuths NNW (298° - 28° , indiqué par la flèche). L'échelle d'amplitude (indiquée par la barre de couleur en A) est la même pour les 3 sections. L'emplacement des stations est reporté comme en figure 3.1, ainsi que l'iso-vitesse 4km/s et les conversions auxquelles l'étude s'intéresse. Modifiée de *Zhao et al., 2015, supp.mat.*

La dépendance des fonctions-récepteur aux back-azimuths peut être un effet du pendage mais aussi d'une part d'anisotropie dans les propriétés sismiques du panneau plongeant (*Shiomi*

and Park, 2008). Une étude en décomposition harmonique a été menée (Salimbeni et al. 2021, Fig. 3.3), dont le principe est expliqué plus loin. Celle-ci ne met pas en évidence la présence d'un panneau plongeant en profondeur mais démontre bien cependant l'anisotropie imagée dans le corps d'Ivrée, interprétée comme la présence de matériaux métamorphisés et/ou hydratés (serpentinites par exemple).

Au sein du panneau plongeant, la dépendance des fonctions-récepteur aux back-azimuths, expliquée par l'effet de l'anisotropie peut être issue de la transformation des roches du faciès des amphibolites au faciès des éclogites ou des granulites de haute pression, comme suggéré par Malusà et al., 2021 ou Sonnet et al., 2023, respectivement. Ces transformations des roches peuvent d'une part changer la vitesse moyenne des ondes qui les traversent, mais également l'anisotropie de vitesse de ces ondes. Ces transformations, visibles dans les modèles de tomographie sismique, seraient-elles également distinguables dans les modèles de fonctions récepteurs ? Les variations de propriétés des roches pourraient-elles être suffisamment abruptes pour produire des conversions des ondes ? C'est ce à quoi nous allons tenter de répondre dans la suite de ce chapitre, mais tout d'abord, faisons quelques rappels sur la méthode dite des fonctions-récepteur afin de mieux en discerner les forces et les faiblesses.

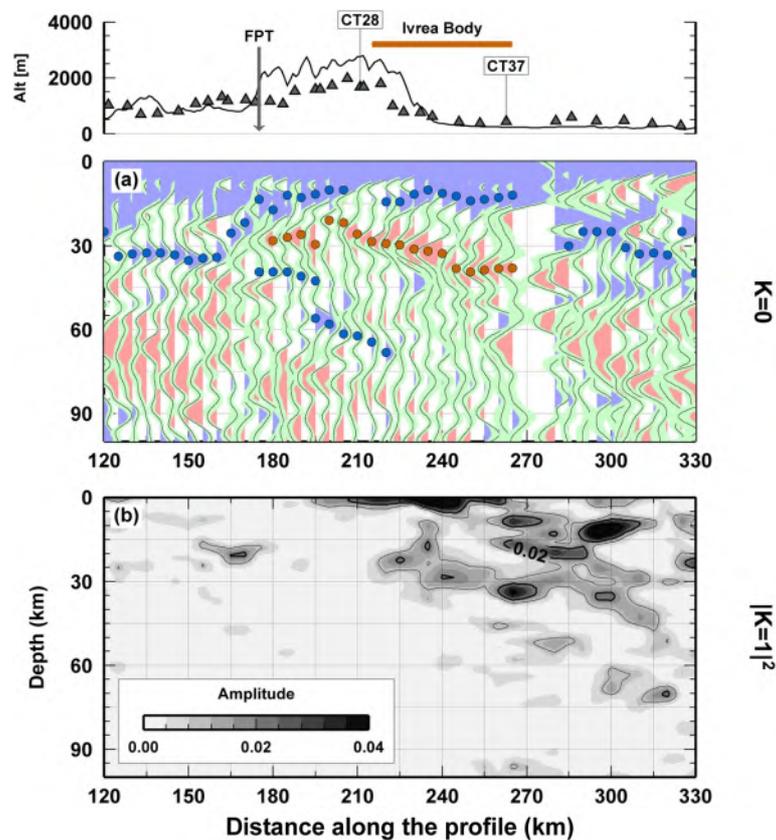


Figure 3.3 : Mise en évidence d'un matériel fortement anisotrope dans le corps d'Ivrée (5 à 50km de profondeur). Ce corps est démarqué par une conversion négative inclinée à sa base (interface de subduction) et une conversion positive horizontale au sommet (Moho adriatique). Modifiée d'après *Salimbeni et al., 2021*.

B. Rappels sur les fonctions-récepteur

Comme expliqué en introduction générale, la méthode des fonctions-récepteur est bien adaptée pour imager les contrastes de vitesses au sein de la lithosphère. Elle est basée sur la conversion des ondes P en ondes S (ou des ondes S en ondes P), ce qui la rend plus sensible que l'imagerie par tomographie sismique aux contrastes de propriétés entre les couches qui constituent la lithosphère, et moins sensible aux changements continus de vitesse absolue au sein des couches.

Lorsqu'une onde sismique se propage à travers la Terre, elle traverse des couches géologiques dont les propriétés (densité, paramètres élastiques, etc) peuvent être différentes. Ces variations de propriétés, qui sont maximales aux interfaces entre les couches, entraînent des changements de vitesse et de direction de propagation des ondes. Entre deux interfaces, une partie de l'énergie sismique des ondes P est alors convertie en ondes S, générant de nombreuses conversions multiples (Ps, PpS, PsS, etc, Fig. 3.4). Les formes d'ondes P dominent la composante verticale du mouvement du sol, tandis que les converties de P en S et les multiples correspondants sont largement enregistrés sur la composante radiale. On peut faire apparaître ces conversions en convoluant l'une avec l'autre les différentes dimensions (RHZ – Radiale, Horizontale et Verticale) du sismogramme (i.e., en les multipliant entre elles dans le domaine spectral).

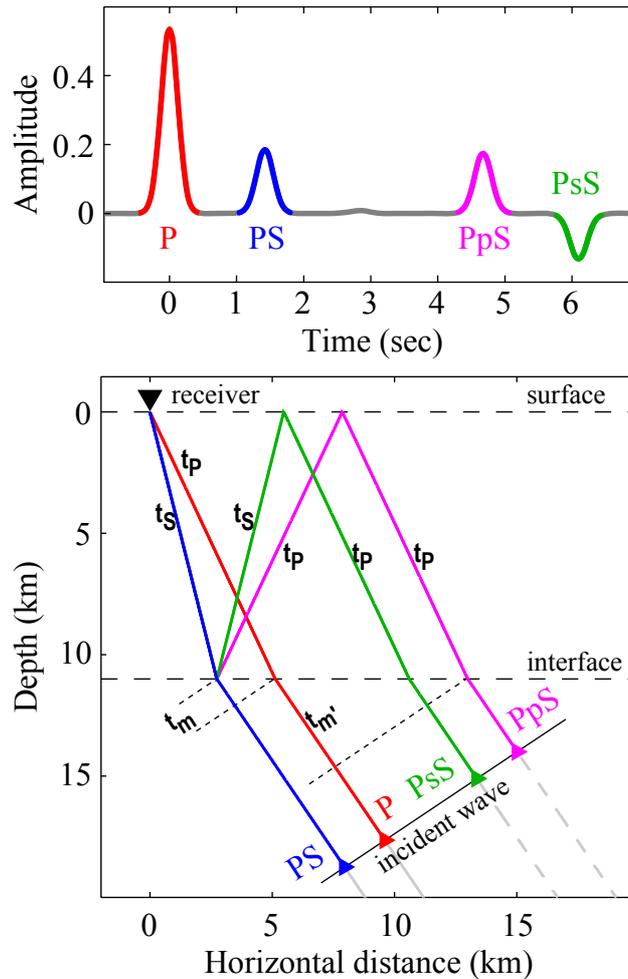


Figure 3.4 : Principe des fonctions-récepteur. En haut : fonctions-récepteur synthétique montrant l'onde directe P et les phases converties (PS et les multiples PpS et PsS) dans le cas d'un contraste d'impédance positif (augmentation avec la profondeur) à une interface sous la station. En bas : chemin des différentes phases depuis une onde incidente. Les majuscules et les minuscules indiquent respectivement, les propagations ascendantes et descendantes. Les temps de propagation t_p , t_s , t_m et t_m' aident à calculer les temps d'arrivée des différentes phases. Issu de *Hétényi (2007)*.

Comme mentionnée en introduction, la méthode classique de calcul des fonctions-récepteur radiale (FR-R) et transverse (FR-T) est de déconvoluer (i.e., diviser dans le domaine spectral) les composantes radiale (R) et transverse (T) du sismogramme par la composante verticale (Z), en faisant l'hypothèse qu'elle porte tout le signal de l'onde P incidente. En déconvoluant l'onde P (portée par Z) de la composante radiale, les effets non liés aux

informations sur la structure sous-jacente sont éliminés (par exemple les effets de sources ou de propagation d'onde dans le manteau).

Abordons maintenant la méthode d'un point de vue technique (cf. méthode dans e.g. *Shiomi et Park 2008 ; Bianchi et al., 2010 ; Agostinetti et Miller, 2014*). Afin de déconvoluer les composantes radiales et transverses du sismogramme par la composante Z, on peut utiliser le logiciel PyRaysum (*Frederiksen et Bostock, 2000 ; Bloch et Audet, 2023*) en suivant les étapes décrites ci-dessous :

1) Lecture des trois composantes du sismogramme :

```
rtr = stream.select(component=cmpts[0])[0] # composante radiale
ttr = stream.select(component=cmpts[1])[0] # composante transverse
ztr = stream.select(component=cmpts[2])[0] # composante verticale
```

2) Réalisation d'une transformée de Fourier de ces trois composantes (i.e., expression du signal non plus en temps mais en fréquence) :

```
ft_rtr = fft(rtr.data)
ft_ttr = fft(ttr.data)
ft_ztr = fft(ztr.data)
```

3) Réalisation d'une transformée de Fourier inverse de la partie réelle de la division des transformées de Fourier des composantes radiale et transverse par la composante verticale :

```
rtr.data = fftshift(np.real(iffth(np.divide(ft_rtr, ft_ztr))))
ttr.data = fftshift(np.real(iffth(np.divide(ft_ttr, ft_ztr))))
```

En réalité, à cause de l'incidence parfois non verticale de l'onde, la composante Z ne porte pas nécessairement tout le signal de l'onde P incidente (onde P en rouge, Fig. 3.4). Ce signal se répartit entre la composante Z et la composante R. De ce fait, une partie du signal de l'onde P subsiste même après déconvolution de la composante R par la composante Z. En changeant de repère, on peut améliorer la déconvolution afin de supprimer entièrement le signal de l'onde P (Fig. 3.5). Pour cela, il faut estimer l'angle d'incidence de l'onde P et effectuer une rotation des composantes (Z, R, Fig. 3.5A) vers d'autres composantes (souvent notées L, Q, Fig. 3.5B) situées autour de la composante transverse (T, Fig. 3.5A et B). Ici, la composante L

pointe dans la direction de l'onde P incidente (Fig. 3.5B), la composante Q est dans le plan de propagation de l'onde et perpendiculaire à L (Fig. 3.5B) et la composante T est perpendiculaire à L et Q. (Fig. 3.5B). Dans ce repère, tout le signal de l'onde P est exprimé par la composante L et le signal de l'onde P converti en onde S (SV principalement), par la composante Q. On peut alors déconvoluer la composante Q par la composante L afin d'obtenir une fonctions-récepteur Q propre, sans trace de l'onde P incidente.

La technique des fonctions-récepteur est donc une méthode utile pour détecter les phases converties aux discontinuités de vitesses sismiques, produisant des interfaces. La profondeur d'une interface peut être estimée à partir du temps de latence des arrivées entre une onde P et une onde S convertie avec un modèle de vitesse supposé. Seulement, la plupart du temps, les trajectoires des ondes sismiques sont calculées en supposant des interfaces horizontales. Une des limites majeures des fonctions-récepteur est la prise en compte d'interfaces inclinées.

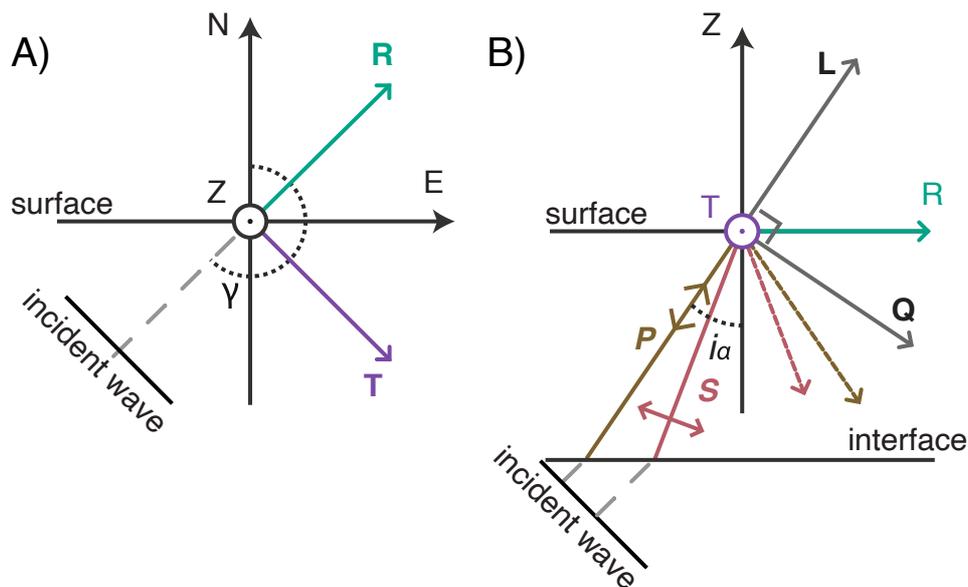


Figure 3.5 : Repères possibles pour les données de fonctions-récepteur. Effectuer une rotation des 3 composantes de ZRT en LQT, nécessite de connaître l'angle d'incidence de l'onde P puisque la direction L se pointe dans la direction de l'onde P.

C. Pendage des interfaces : la limite des fonctions-récepteur

Le principe de l'imagerie en fonctions-récepteur considère que les conversions enregistrées par plusieurs stations le long d'un même profil correspondent à des points de conversion communs (CCP Fig. 5). En effet, à partir d'un modèle de conversion supposé, le temps d'arrivée d'une onde P convertie en onde S à une discontinuité est prédit et la position de la conversion est calculée en estimant la trajectoire de l'onde dans un repère (ZRT ou LQT par exemple). Les fonctions-récepteur partageant une conversion à un temps d'arrivée et une position similaires sont alors sommées et on en déduit la présence d'une interface.

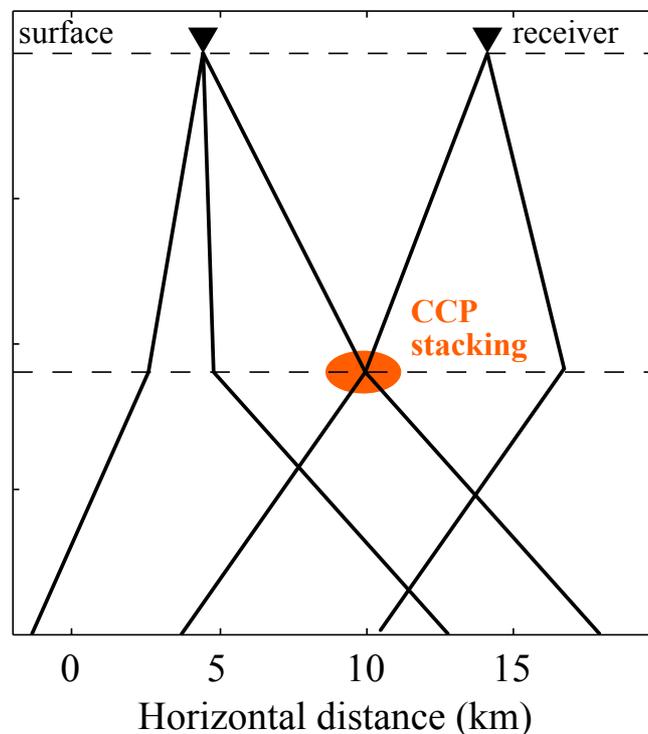


Figure 3.6 : Principe des points de conversion communs utilisé en fonctions-récepteur. La présence d'une interface est révélée par la multiplication d'une conversion à la même profondeur sur plusieurs trajectoires.

Ce principe fonctionne si les interfaces sont proches de l'horizontale et n'autorise qu'une faible différence de position et de temps d'arrivée afin de ne pas confondre deux interfaces. Or, si les ondes croisent des interfaces inclinées, leurs trajectoires sont modifiées et deviennent plus compliquées (Fig. 3.7a). Les différences de temps d'arrivée par rapport à un

modèle de vitesse supposé ne résident plus seulement en un changement de vitesse. Il n'est donc pas possible de localiser les conversions associées aux limites d'un panneau plongeant dans un modèle de conversions horizontales, comme le montre *Schneider et al., (2013)*, par exemple. Les structures sont systématiquement imagées à des positions moins profondes et plus le pendage de l'interface augmente, plus la position des conversions s'en éloigne (Fig. 3.7b).

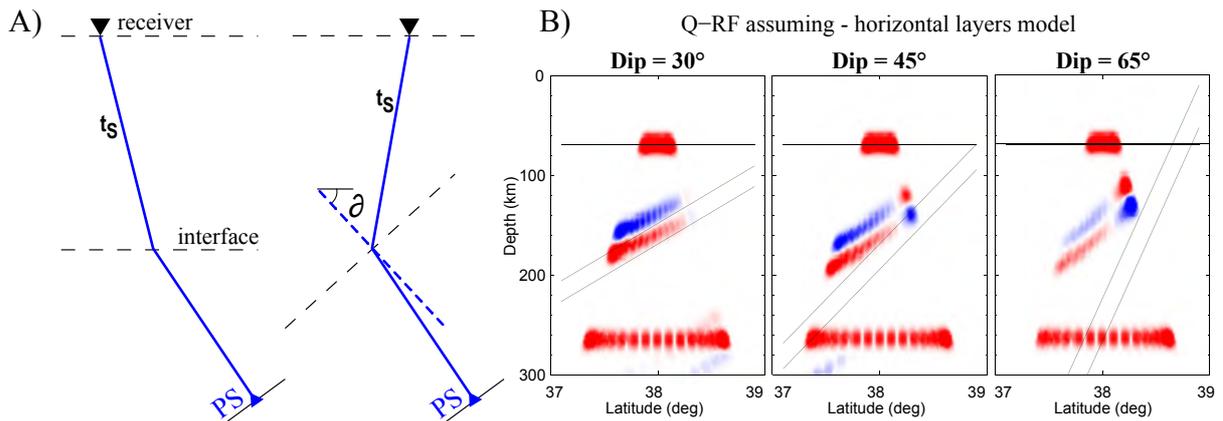


Figure 3.7 : Difficulté de localisation des interfaces inclinées. A) Trajectoires d'une onde P convertie en S pour une interface horizontale et inclinée. Pour une interface horizontale, le point de conversion est situé sur le côté droit de la station, tandis que pour une interface inclinée, le point de conversion se situe sur le côté gauche de la station. B) Résultats de migration synthétique pour un station unique. Modifiée de *Schneider et al., 2013*.

Une façon de révéler l'effet du pendage dans les fonctions-récepteur est d'effectuer une décomposition harmonique.

II. Mise en œuvre de la décomposition harmonique

A. Méthode de mise en œuvre

La décomposition harmonique est utilisée dans le traitement des signaux pour analyser un signal complexe (courbe noire Fig. 3.8A) et identifier ses composantes harmoniques (courbes de couleurs, Fig. 3.8A). Elle consiste à décomposer un signal en ses composantes sinusoïdales, chacune ayant une fréquence multiple de la fréquence fondamentale, une amplitude et une phase spécifiques. Dans notre étude, le signal complexe est le signal en

fonctions-récepteur non sinusoïdal (RF signal, Fig. 3.8B) et la fréquence fondamentale correspond aux 360° du back-azimuth.

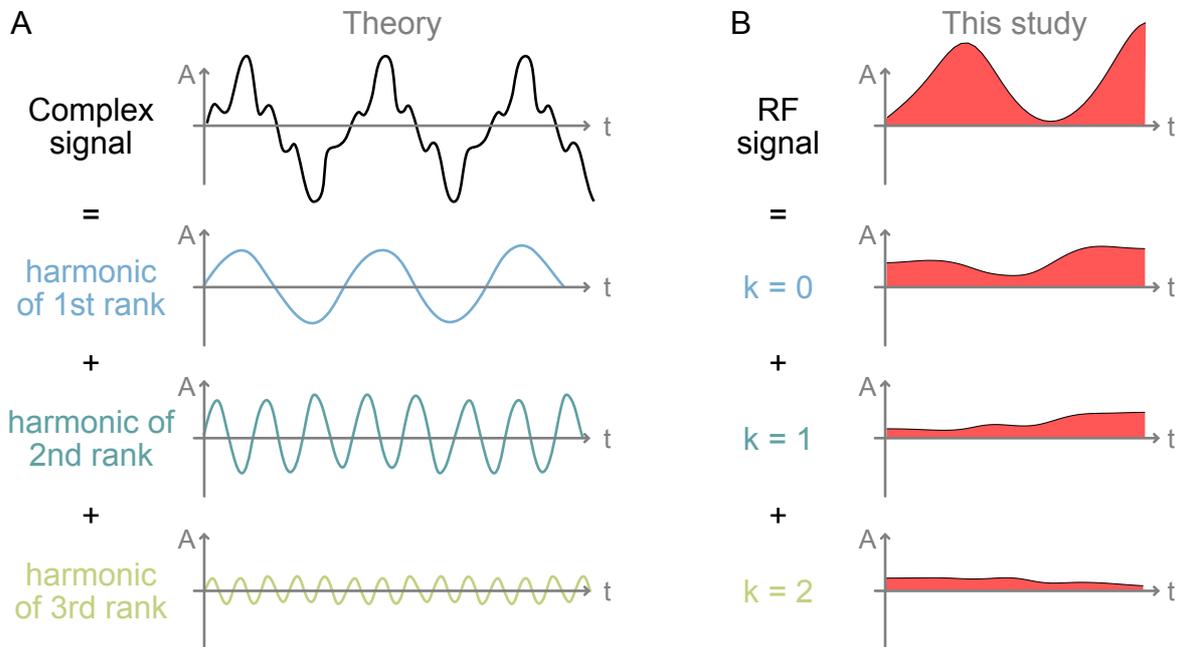


Figure 3.8 : Illustration d'un signal complexe et ses harmoniques. A) Cas théorique. Un signal complexe peut être décomposé comme la somme de ses harmoniques. Chaque harmonique forme un signal sinusoïdal d'une fréquence multiple de la fréquence fondamentale. B) Exemple d'une décomposition harmonique de fonctions-récepteur Q et T, appliquée jusqu'aux 3 premières harmoniques. Le signal complet et les harmoniques ne sont pas sinusoïdaux comme dans le cas théorique. A : amplitude ; t : temps.

La méthode de décomposition harmonique que nous allons utiliser dans la suite de ce chapitre a été élaborée par J. Park et collaborateurs en 2008 (*Shiomi et Park, 2008*) puis améliorée par P. Agostinetti et collaborateurs en 2014 (*Agostinetti et Miller, 2014*). Elle est expliquée en détail dans *Bianchi et al. (2010)*. Voici un résumé de son fonctionnement :

La méthode utilise conjointement les composantes Q et T des fonctions-récepteur pour une station. L'ensemble du signal est décomposé selon ses trois premières harmoniques (Fig. 3.8B), en fonction du back-azimuth φ qui s'exprime par (1) un terme constant $k = 0$ (Fig. 3.8B),

(2) un terme d'ordre 1 en $\cos(\varphi)$ et $\sin(\varphi)$ ($k = 1$, Fig. 3.8B), et (3) un terme d'ordre 2 en $\cos(\varphi)$ et $\sin(2\varphi)$ ($k = 2$, Fig.3.8B). Ces composantes peuvent s'écrire de manière linéaire telle que :

$$RF_m^R(t) = RF_{k=0}(t) + \sum_{k=1}^{k=2} [\cos(k\varphi_m) RF_{\cos(k\varphi)}(t) + \sin(k\varphi_m) RF_{\sin(k\varphi)}(t)]$$

$$RF_m^T(t) = \sum_{k=1}^{k=2} [\cos(k\varphi_m + \pi/2) RF_{\cos(k\varphi)}(t) + \sin(k\varphi_m + \pi/2) RF_{\sin(k\varphi)}(t)]$$

Où $RF_m^R(t)$ correspond à la $m^{\text{ième}}$ fonction-récepteur radiale (et donc $RF_m^T(t)$ à la transverse), φ_m à la direction de back-azimuth pour cette fonction récepteur, k à l'ordre de l'harmonique et $RF_i(t)$ avec $i = k$ ou $i = \sin(k\varphi)$ ou $i = \cos(k\varphi)$ aux différentes composantes harmoniques.

Puisqu'on a la relation : $A * \cos(k\varphi) + B * \sin(k\varphi) = C * \cos(k\varphi + \phi)$. Ces équations peuvent aussi s'écrire en $\cos(k\varphi + \phi)$, où ϕ est la phase de la décomposition harmonique. Cette phase représente par exemple la direction de pendage d'une interface inclinée, information qui nous sera utile par la suite. Les équations précédentes deviennent alors (Olugboji et al., 2016) :

$$RF_m^R(t) = RF_{k=0}(t) + \sum_{k=1}^{k=2} [\cos(k\varphi_m + \phi) RF_{\cos(k\varphi)}(t) + \sin(k\varphi_m + \phi) RF_{\sin(k\varphi)}(t)] * \exp(iw\tau)$$

$$RF_m^T(t) = \sum_{k=1}^{k=2} [\cos(k\varphi_m + \frac{\pi}{2} + \phi) RF_{\cos(k\varphi)}(t) + \sin(k\varphi_m + \frac{\pi}{2} + \phi) RF_{\sin(k\varphi)}(t)] * \exp(iw\tau)$$

Dans cette étude, la régression linéaire $C * \cos(k\varphi + \phi)$ est basée sur la relation ci-dessous : étant donné N couples de composantes Q et T de fonction récepteur, les coefficients des termes $\cos(k\varphi)$ et $\sin(k\varphi)$ avec $k = 0, 1, 2$ sont calculés en résolvant le système linéaire suivant aux temps t :

$$\begin{pmatrix} Q_1(t) \\ \dots \\ Q_N(t) \\ T_1(t) \\ \dots \\ T_N(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \cos\phi_1 & \sin\phi_1 & \cos 2\phi_1 & \sin 2\phi_1 & \\ & & & \dots & & \\ 1 & \cos\phi_N & \sin\phi_N & \cos 2\phi_N & \sin 2\phi_N & \\ 0 & \cos(\phi_1 + \pi/2) & \sin(\phi_1 + \pi/2) & \cos(2\phi_1 + \frac{\pi}{4}) & \sin(2\phi_1 + \frac{\pi}{4}) & \\ & & & \dots & & \\ 0 & \cos(\phi_N + \pi/2) & \sin(\phi_N + \frac{\pi}{2}) & \cos(2\phi_N + \frac{\pi}{4}) & \sin(2\phi_N + \pi/4) & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(t) \\ B(t) \\ C(t) \\ D(t) \\ E(t) \end{pmatrix}$$

Où ϕ_i est le *back-azimuth* du couple i de composantes (Q-T) de fonctions-récepteur. $A(t)$ représente la partie constante de la donnée FR ($k = 0$), tandis que $B(t)$ et $C(t)$ sont les termes

correspondants à l'harmonique $k = 1$ et les coefficients $D(t)$ et $E(t)$ à l'harmonique $k = 2$. On résout facilement ce système d'équation en inversant le système matriciel.

Dans ces expressions, dans la transverse, la phase ϕ est toujours suivie de $+\pi/2$ ou $+\pi/4$. Ceci s'explique par le fait que le maximum du signal dans la transverse (courbe violette, Fig. 3.9A) est décalé de $\pi/2$ en back-azimuth par rapport à la radiale (courbe verte, Fig. 3.9A). Déphaser de $+\pi/2$ la transverse permet d'aligner le maximum de la radiale (courbe verte, Fig. 3.9B) avec le minimum de la transverse (courbe violette, Fig. 3.9B). Cette opération additionne les signaux entre eux et renforce sa dépendance aux back-azimuths. Cela permet de les utiliser conjointement dans l'inversion (Maupin et Park, 2007). Si cette fois, le signal dans la transverse est déphasé de $-\pi/2$, les maximums et minimums de la transverse et la radiale sont alignés entre eux (Fig. 3.9C). Dans ce cas, l'amplitude totale du signal est diminuée et sa dépendance aux back-azimuths est moindre. Cette partie du signal n'est pas modélisée par la décomposition harmonique précédente puisque le déphasage appliqué est de $+\pi/2$.

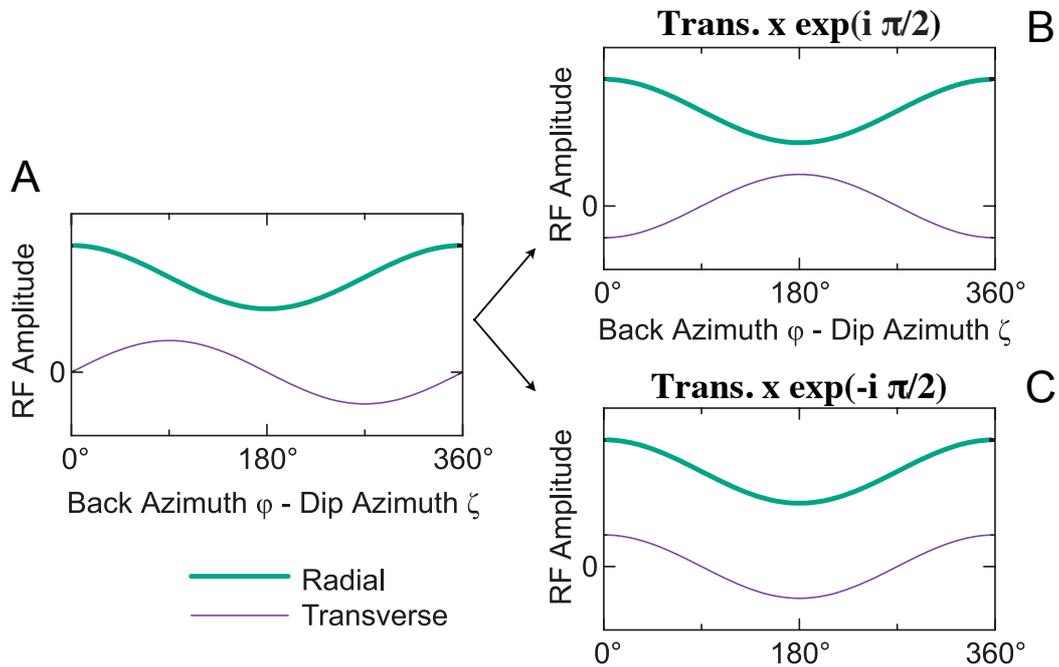


Figure 3.9 : Schéma du déphasage des composantes radiale (courbe verte) et transverse (courbe violette) des fonctions-récepteur. A) Dépendance azimutale de l'amplitude des fonctions-récepteur. B) Comparaison de la dépendance azimutale entre l'amplitude de la composante radiale et celle de la composante transverse pour un déphasage de $+\pi/2$, ou C) $-\pi/2$. Modifié de Shiomu et Park, 2008.

Cependant elle peut être quantifiée par la même opération mais avec un déphase de $-\pi/2$. Appelons-la la partie non modélisée :

$$\begin{pmatrix} Q_1(t) \\ \dots \\ Q_N(t) \\ T_1(t) \\ \dots \\ T_N(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \cos\phi_1 & \sin\phi_1 & \cos 2\phi_1 & \sin 2\phi_1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & \cos\phi_N & \sin\phi_N & \cos 2\phi_N & \sin 2\phi_N & \dots \\ 0 & \cos(\phi_1 - \pi/2) & \sin(\phi_1 - \pi/2) & \cos(2\phi_1 - \frac{\pi}{4}) & \sin(2\phi_1 - \frac{\pi}{4}) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \cos(\phi_N - \pi/2) & \sin(\phi_N - \frac{\pi}{2}) & \cos(2\phi_N - \frac{\pi}{4}) & \sin(2\phi_N - \pi/4) & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} uA(t) \\ uB(t) \\ uC(t) \\ uD(t) \\ uE(t) \end{pmatrix}$$

Si toute la dépendance au back-azimuth est sinusoïdale, alors on s'attend à ce que les termes non modélisés (uA , uB , uC , uD , uE) soient nuls. S'ils ne le sont pas, cela signifie qu'une part du signal résulte de sources perturbatrices comme des points diffractants (*Shiomi et Park, 2008*).

B. Principe du code de décomposition harmonique, élaboré au cours de cette thèse

L'objectif du code est de décomposer les données de fonctions-récepteur en composantes harmoniques, en explorant une large gamme d'amplitudes et de phases, afin d'obtenir le meilleur ajustement possible aux données observées, selon un critère d'ajustement (ou *fit*, que l'on définira par la suite) qui cherche à minimiser la partie non modélisée.

Le code commence par des lignes d'initialisation de variables qui nécessitent l'intervention de l'utilisateur afin de (1) regrouper le signal en fonction des *back-azimuths* (qu'on notera par la suite « baz ») et le temps maximal autorisé pour le décalage temporel lié au pendage de l'interface, et (2) travailler sur les événements sismiques compris dans un intervalle choisi de distances épacentrales. Les données fonctions-récepteur sont ensuite lues à partir de fichiers SAC (*Seismic Analysis Code*) pour les composantes radiales (R) et transverses (T), sur la gamme des *back-azimuths* demandée. Cette partie du code n'a pas été écrite dans le cadre de cette thèse. Elle est utilisée par Anne Paul et ses collaborateurs géophysiciens du laboratoire ISTERre de Grenoble. Les fonctions-récepteur sont ensuite interpolées afin d'obtenir une résolution temporelle uniforme. Ces données peuvent ou non être moyennées par lots d'intervalles de back-azimuths.

Une fois les données mises en forme, le code permet d'effectuer une décomposition en composantes harmoniques jusqu'au 2^{ème} ordre. La décomposition génère donc 5 composantes en : $k = 0$, $k = 1$ EW, $k = 1$ NS, $k = 2$ cos et $k = 2$ sin (équivalent aux termes A, B, C, D et E des expressions précédentes), pour différentes valeurs de déphasage des harmoniques (de 0 à 360° avec un pas de 10°, flèche orange, Fig. 3.10A), différents pas de temps (cercles noirs, Fig. 3.10A) et différents valeurs de décalage temporel (double flèche, Fig. 3.10A) dans un intervalle de temps fixé par l'utilisateur (double flèche marron, Fig. 3.10A). Les différentes valeurs de déphasage harmonique explorées dans le code correspondent à ce qui a été appelée plus haut, la phase de l'harmonique. Cette direction indique la direction de pendage d'une interface inclinée ou la direction de l'anisotropie. Elle sera appelée la direction de propagation rapide dans la suite du manuscrit.

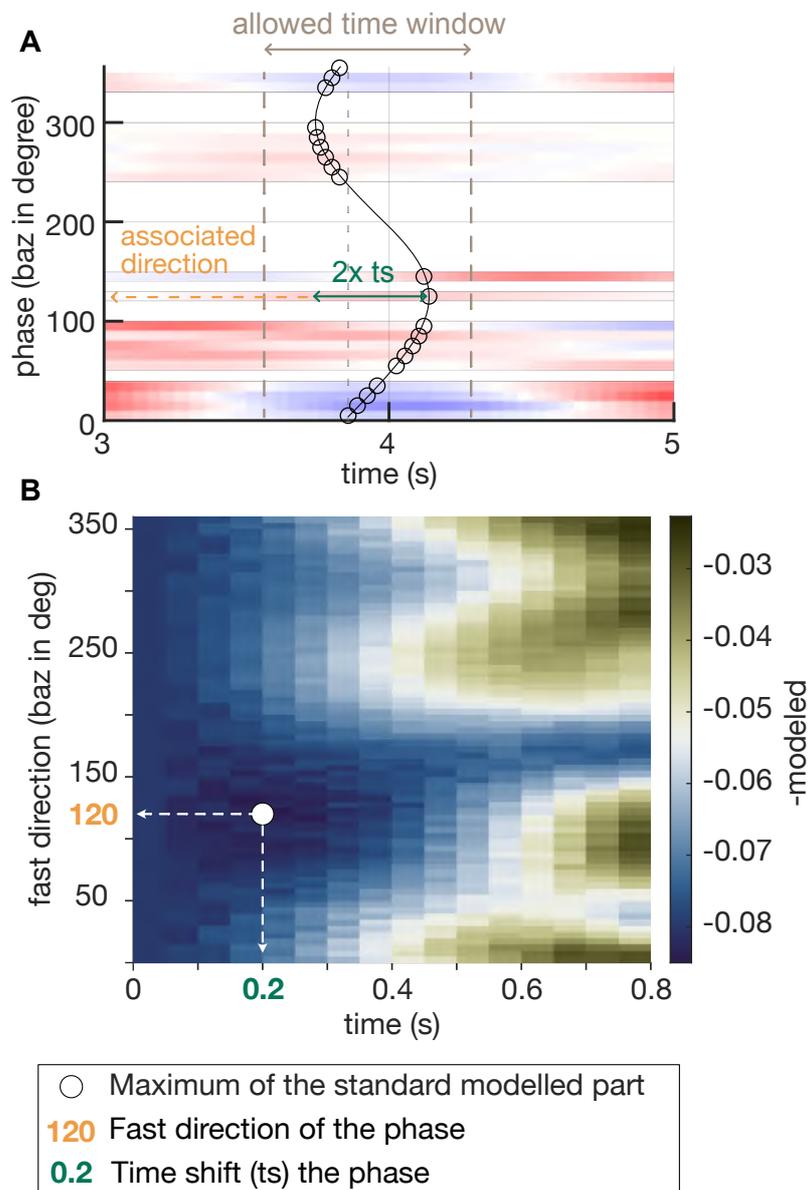


Figure 3.10 : Illustration du fonctionnement du code de décomposition harmonique. A) le code teste plusieurs trajectoires sinusoïdales possibles dans l'espace temps/phase et dans une fenêtre temporelle autorisée (double flèche marron). Le time-shift (ts) correspond au décalage temporel dû au pendage et/ou à l'anisotropie de l'interface qui a généré la conversion et est associé à une direction de phase (flèche orange). B) Le code calcule le critère d'*ajustement* pour tous couples de paramètres (décalage temporel et direction de phase). Dans cet exemple, le critère d'ajustement maximise la norme de la partie modélisée. Le couple de paramètre pour lequel la valeur est la plus grande est considéré comme le meilleur ajustement.

Un critère de qualité d'ajustement (*fit*) est nécessaire à la détermination de la meilleure solution (couple de paramètre : décalage temporel et direction de phase). La plupart des études utilisent pour ce faire la norme de la part non modélisée en cherchant son minimum (stratégie 1, « unmodelled », *Shiomi et Park, 2008 ; Bianchi et al, 2010, Olugboji et al., 2016*). On peut aussi chercher à maximiser la norme de la partie modélisée (stratégie 2, « -modelled », Fig. 3.10B) ou maximiser la différence entre part modélisée et non modélisée (« difference », stratégie 3), ou encore maximiser le rapport entre les deux normes modélisée et non modélisée, « ratio », stratégie 4). Après exploration des différentes stratégies de critère d'ajustement, il s'avère que la stratégie 2 est la plus probante (Fig. 3.11). En effet, seul le critère d'ajustement «-modelled» (en violet, Fig. 3.11), c'est-à-dire celui qui maximise la part modélisée du signal, met en évidence une conversion à 7,5 s pour la station CT31, conversion visible dans les fonctions superposées (*stacked*). Les autres stratégies (1 ou « unmodelled » en orange, Fig. 3.11, et 3 ou « difference » en vert, Fig. 3.11) permettent seulement une décomposition harmonique sur une conversion plus profonde (autour de 11s). La stratégie 4 (« ratio », absente en Fig. 3.11) ne permet aucune décomposition harmonique, ni pour la conversion supérieure ni la conversion profonde.

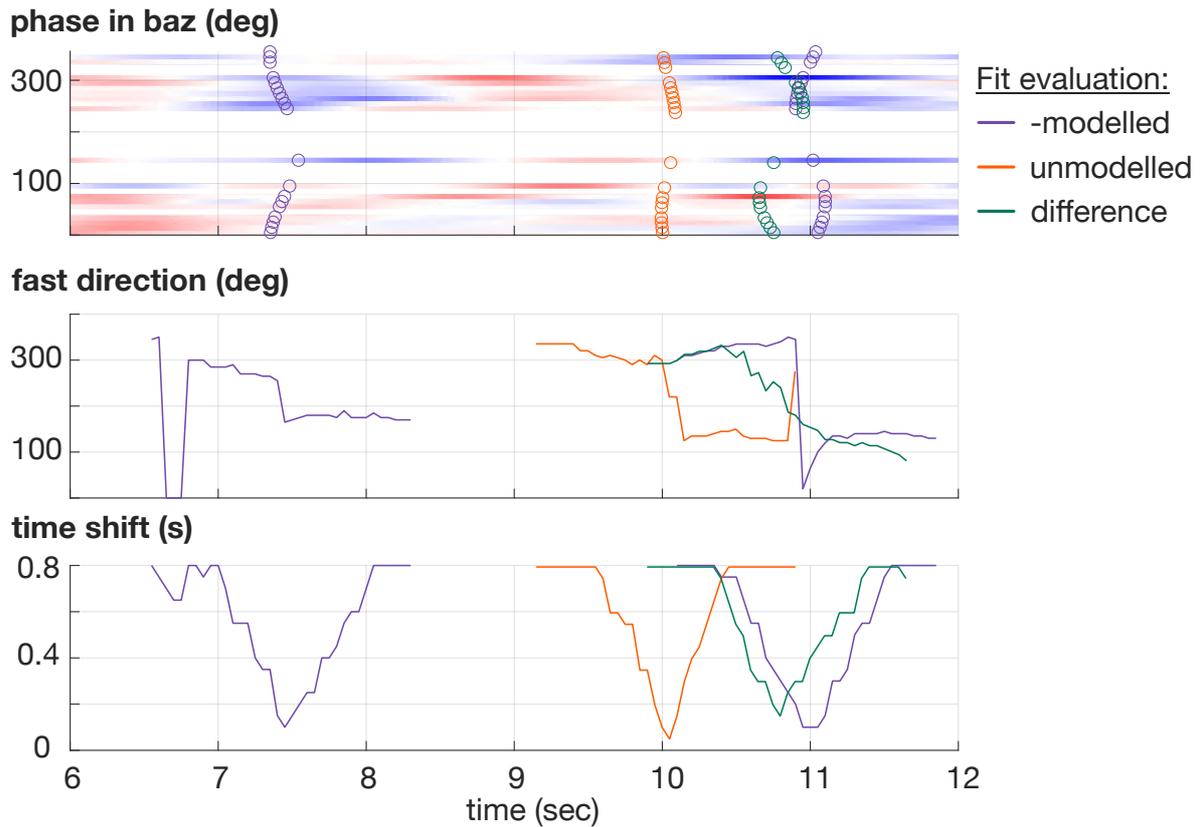


Figure 3.11 : Évaluation des différents critères d’ajustement. Le graphe du haut affiche les fonctions-récepteur issues de *Paul et al., 2022* et les traces des conversions ajustées par le code de décomposition harmonique sur l’intervalle de temps de 6 à 12s. Le graphe du milieu représente les directions de phase associée à la conversion de 0 à 360°. Le graphe du bas indique les décalages temporels (*time shift*) associés à la conversion. Le modèle d’ajustement violet cherche à maximiser la norme de la partie modélisée du signal. Le modèle orange cherche à minimiser la norme de la partie non modélisée du signal. Le modèle vert cherche à maximiser la différence entre part modélisée et non modélisée.

Maintenant que nous avons cet outil de décomposition harmonique à disposition, il serait facile de l’appliquer à plusieurs stations le long de la chaîne en ciblant les conversions qui nous intéressent. Seulement, pour en déduire des informations sur les propriétés sismiques des couches et en particulier l’anisotropie, des études préliminaires sont nécessaires puisque le lien entre décalage temporel ou direction rapide et anisotropie n’est pas direct. Dissocier l’effet

de l'anisotropie d'une couche sur sa dépendance au back-azimuth, de l'effet du pendage n'est pas simple. De même que différencier le type d'anisotropie (linéaire ou planaire) et déceler la perte ou le gain de chacune sur les différentes harmoniques. Des modélisations directes et des études paramétriques à partir de contextes simples sont donc indispensables comme guide d'interprétation à la démarche inverse.

III. Tests préliminaires à la démarche inverse

A. Signatures harmoniques de différentes complexités.

Des études sur l'effet du pendage et de l'anisotropie des couches sur les temps d'arrivées des ondes converties ont déjà été réalisées par le passé. Par exemple, *Jones et Phinney (1998)* (Fig. 3.12) ont montré que pour une interface inclinée et isotrope, l'ensemble du signal est concentré dans $k = 1$ (dessin 1, Fig. 3.12). Dans le cas d'une couche anisotrope horizontale (dessin 2, Fig. 3.12), le signal est enregistré dans les composantes $k = 1$ et $k = 2$, tandis qu'une interface anisotrope (dessin 3, Fig. 3.12) produit un signal seulement dans $k = 2$ (Fig. 10). Enfin, des points diffractants (dessin 4, Fig. 3.12) ne permettent pas de faire une décomposition harmonique.

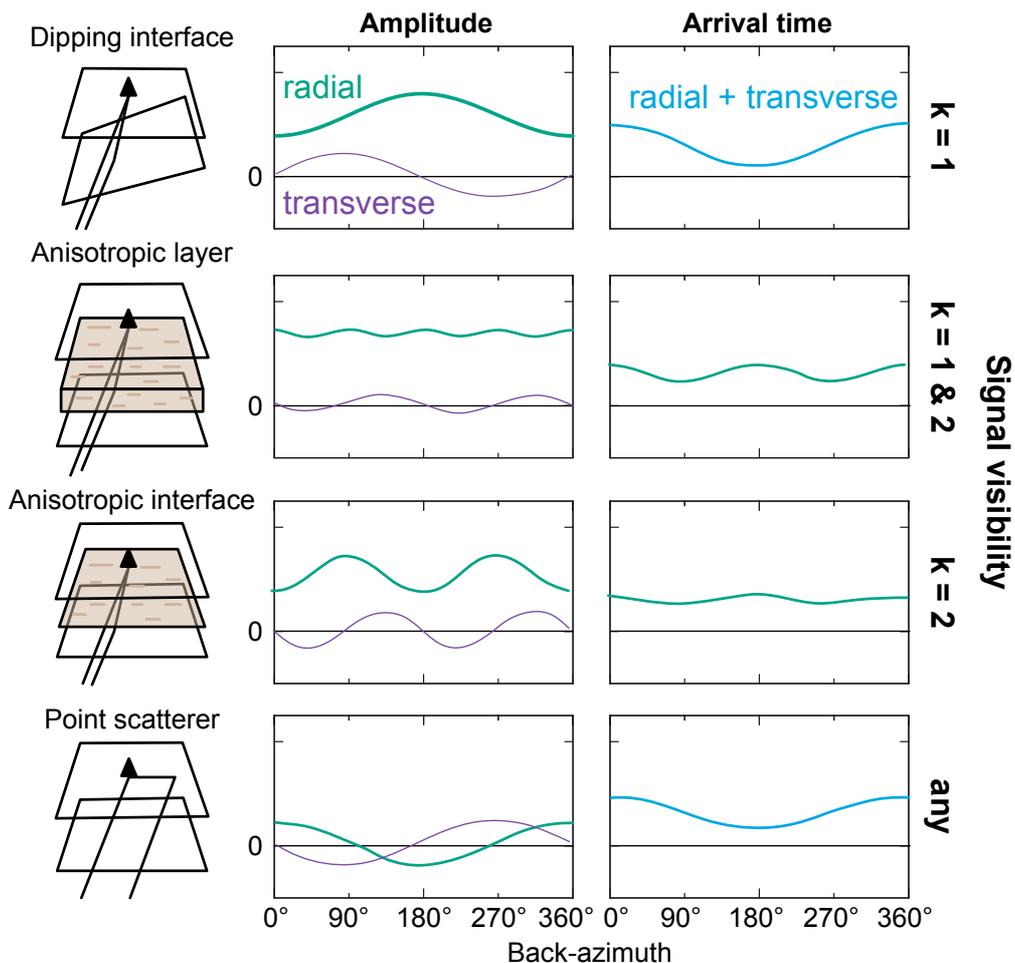


Figure 3.12 : Illustration schématique des effets de différents phénomènes sur l’amplitude et les temps d’arrivée des ondes converties. La station est illustrée par un triangle noir sur les dessins de gauche. Noter la différence de moyennes entre la radiale (moyenne non nulle) et la convertie (moyenne nulle) en amplitude et la différence de périodicité en fonction des back-azimuths. L’effet de l’anisotropie crustale n’a que très peu d’effet sur les temps d’arrivée. Modifiée de *Jones et Phinney (1998)*.

Cette étude a le mérite de constituer un premier guide à la compréhension des résultats de décomposition harmonique mais n’est pas suffisant, notamment car elle ne traite pas d’une évolution quelconque des propriétés. C’est pourquoi, des modèles synthétiques adaptés à notre cas, ont été effectués et la signature sismique de leurs propriétés a été calculée.

B. Construction des fonctions-récepteur synthétiques

En gardant pour objectif final l'élaboration d'une démarche inverse appliquée aux données, il reste primordial d'effectuer en premier lieu une démarche directe afin de prédire quelles transformations sont susceptibles d'être perçues et lesquelles ne sont pas distinguables par les fonctions-récepteur. Pour cela, une décomposition harmonique suivant la méthode de *Bianchi et al. (2010)* et *Shiomi et Park (2008)*, comme expliquée plus haut, a été effectuée sur des fonctions-récepteur synthétiques, générés avec PyRaysum (*Frederiksen et Bostock, 2000 ; Bloch et Audet, 2023*). Dans ces modèles synthétiques, géométrie (pendage, épaisseur) et propriétés sismiques (vitesses et anisotropie) sont connues. Ces paramètres ont été fixés proches de ceux attendus sous le prisme alpin (*Paul et al., 2022 ; Zhao et al., 2015*) afin de rendre comparable l'amplitude du signal modélisé sur chaque harmonique, aux données réelles.

Puisqu'une conversion négative est mise en évidence dans les fonctions-récepteur au sommet du panneau plongeant sous Dora Maira (Fig. 3.1 et 3.2), les ondes qui traversent les roches le constituant sont plus lentes que dans le coin mantellique situé au-dessus, et plus lentes que dans le manteau lithosphérique situé en-dessous. Nos modèles sont donc constitués d'un panneau de vitesses faibles ($V_p = 7,5$ km/s et $V_s = 3,7$ ou 4 km/s, panneau rose, Fig. 3.13C et D) dans un encaissant de vitesses fortes ($V_p = 8$ km/s et $V_s = 4,5$ km/s, couche verte Fig. 3.13). Ces valeurs de vitesses sismiques sont contraintes par les mesures pétrophysiques 3D sur échantillons naturels présentées au chapitre précédent. Ainsi, les résultats de cette étude ne surévaluent pas le contraste potentiel de vitesses.

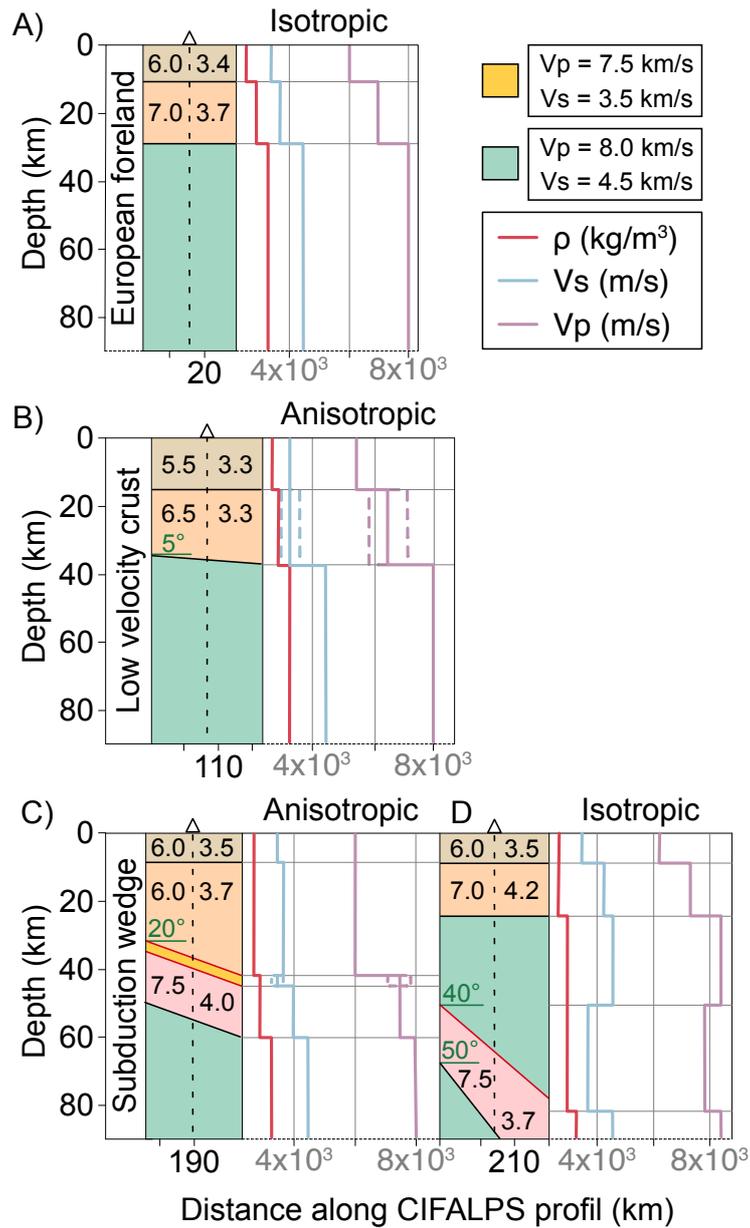


Figure 3.13 : Géométries des couches et propriétés constituant les modèles de fonctions-récepteur synthétiques directs. La couche verte correspond au manteau européen ou adriatique dont les V_p et V_s sont fixes. Les modèles ont été effectués avec un paramètre de rai (ou slowness) de 0.04. Modèle représentant : A) l'avant pays européen ; B) la zone de faible vitesse V_s ; C et D) le prisme de subduction faisant apparaître un panneau plongeant de plus faibles vitesses de propagation que le manteau encaissant.

Nos résultats de modélisations de fonctions-récepteur synthétiques sont représentés en figure 3.14, conservant l'indexation A, B, C et D des modèles.

Le modèle synthétique représentant l'avant pays européen (Fig. 3.13A) que nous avons réalisé est constitué de deux interfaces isotropes le long desquelles la vitesse des ondes augmente avec la profondeur (courbes violette et bleue, Fig. 3.14A). Nos données de fonctions-récepteur synthétiques indiquent donc deux conversions positives à 1 et 4s dans la composante radiale (Fig. 3.14A) et rien n'est enregistré dans la composante transverse (Fig. 3.14A).

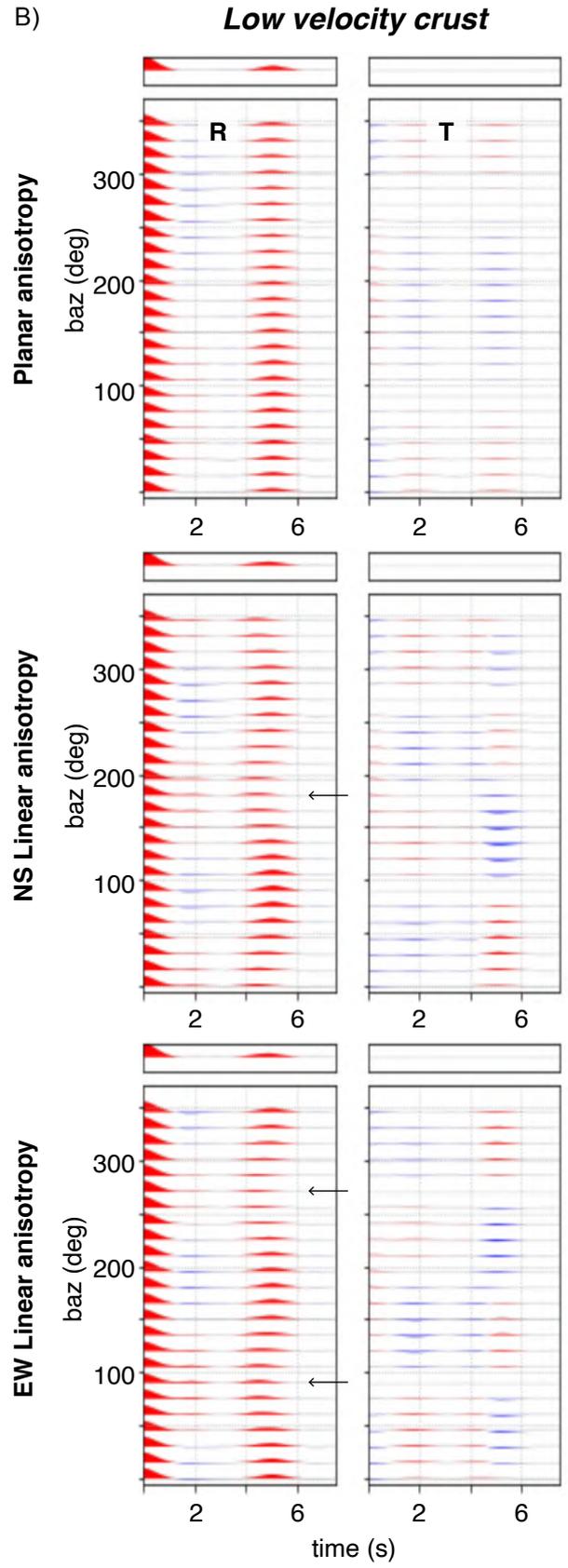
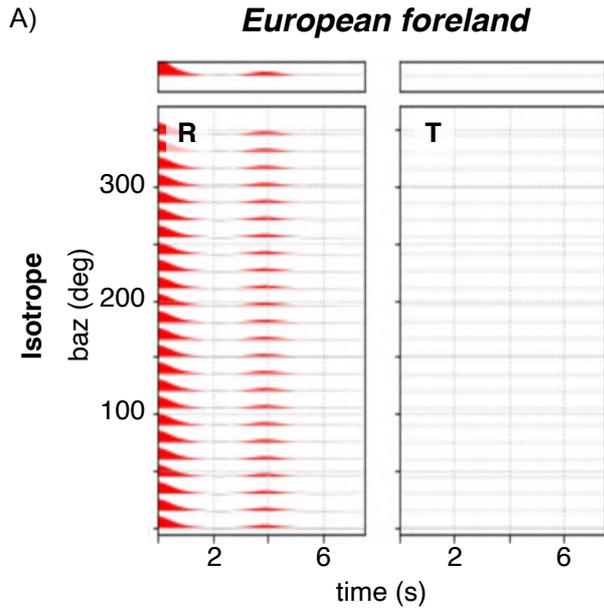
Notre modèle de croûte inférieure à vitesse faible conserve l'augmentation de vitesse avec la profondeur (courbes violette et bleue, Fig. 3.13B) mais une anisotropie est ajoutée à la croûte inférieure (courbes violette et bleue en pointillées au niveau de la couche orange, Fig. 3.13B). Puisqu'il existe 3 types d'anisotropies possibles, linéaire EW ou NS et planaire, comme vu en introduction, 3 modèles sont effectués afin d'évaluer leurs effets sur la dépendance aux back-azimuths des fonctions-récepteur (Fig. 3.14B). Nos résultats montrent que si l'anisotropie est planaire, les fonctions-récepteur générées sont difficilement différenciables d'un modèle isotrope (par exemple, Fig. 3.14A). Si l'anisotropie est linéaire, la trace du Moho en fonction des back-azimuths dessine une sigmoïde (conversion positive à 4s, Fig. 3.14B). Le décalage temporel représenté par la sigmoïde montre un minimum autour de 200° pour une anisotropie linéaire NS (flèche noire, Fig. 3.14B), ce qui correspond bien à un axe de vitesses rapides orienté NS. Pour une anisotropie linéaire EW, ce minimum se situe à 90° et 270° (flèche noire, Fig. 3.14B), soit un axe de vitesses rapides pointant vers l'Est. Dans la direction transverse le signal est globalement faible quel que soit le type d'anisotropie.

Les modèles au sein du prisme de subduction présentent des pendages plus importants (20° à 50° , Fig. 3.13C et D).

Le modèle C) dispose de deux couches isotropes (couche marron et orange, Fig. 3.13C), au-dessus d'un panneau plongeant isotrope également (couche rose, Fig. 3.13C). A son sommet, une couche anisotrope de vitesses plus faibles en V_s est ajoutée (3.5 km/s, Fig. 3.13C). De ce fait, une légère conversion négative (signe de vitesses décroissantes avec la profondeur) apparaît donc juste avant 4s (surtout visible en anisotropie linéaire NS, Fig. 3.14C), c'est-à-dire avant la double conversion positive correspondant aux limites du panneau plongeant (à 5 et 7s, Fig. 3.14C). Ces deux conversions sont positives entre 0 et 240° et de 320 à 360° . Dans la radiale, le Moho est d'une amplitude plus faible que celui imagé dans le modèle de l'avant pays européen ou de croûte inférieure à vitesse lente (Fig. 3.14 A et B). Les conversions associées

aux limites du panneau plongeant sont parallèles si l'anisotropie de la couche supérieure est planaire. Si l'anisotropie est linéaire, la conversion supérieure diverge (Fig. 3.14C). Dans la direction transverse, les conversions du panneau plongeant changent de signe à 90 et 270° pour les 3 anisotropies (flèches noires, Fig. 3.14C). Entre ces deux directions, les conversions sont négatives. Pour une anisotropie EW, à 110°, la 1ère conversion supérieure apparaît à 4s, tandis qu'à 250°, celle-ci est visible à 5s (flèche noire, Fig. 3.14C). L'épaisseur apparente du panneau plongeant est donc fonction du back-azimuth. L'épaisseur est plus importante lorsque la couche est éclairée par des ondes de directions de propagation parallèles au panneau plongeant (*along-strike*) et plus faible pour des ondes de directions de propagation perpendiculaire au panneau plongeant (*down-dip*). Pour une anisotropie NS, dans la transverse, la conversion associée à la fine couche anisotrope au sommet du panneau est visible à 4s et positive entre 90 et 270°, les deux directions de pendage Est (Fig. 3.14C).

Le modèle D), dont toutes les couches sont isotropes, conserve les mêmes propriétés du panneau plongeant que dans le modèle C) (couche rose, Fig. 3.13D) mais avec un pendage plus important (40 à 50°, Fig. 3.13D). La croûte inférieure, représentée en orange, est plus rapide que le modèle C) (de 6 à 7 km/s en Vp). En fonctions-récepteur, la conversion à 4s correspond au sommet du panneau plongeant. Le Moho est imagé à 6s. Ces conversions présentent les plus fortes amplitudes, tant en radiale qu'en transverse, par rapport aux modèles précédents le long de la chaîne alpine. Ceci s'explique par des contrastes de vitesses plus importants (manteau encaissant de part et d'autre du panneau plongeant, Fig. 3.13D). Ces deux conversions dessinent des sigmoïdes parallèles en fonction des back-azimuths, en direction radiale et en direction transverse (Fig. 3.14D). Le décalage temporel représenté par la sigmoïde est maximum à 90 et 270°, comme le pendage de la couche. Dans la radiale, ces conversions changent de signe aux mêmes directions (200°, flèches noires, Fig. 3.14D) mais sont de signes inverses : jusqu'à 200°, la conversion supérieure est négative, tandis que le Moho est positif (Fig. 3.14D). Dans la transverse, les conversions changent de signe dans les directions où le décalage temporel est le plus important (positif entre 90 et 270°) (Fig. 3.14D).



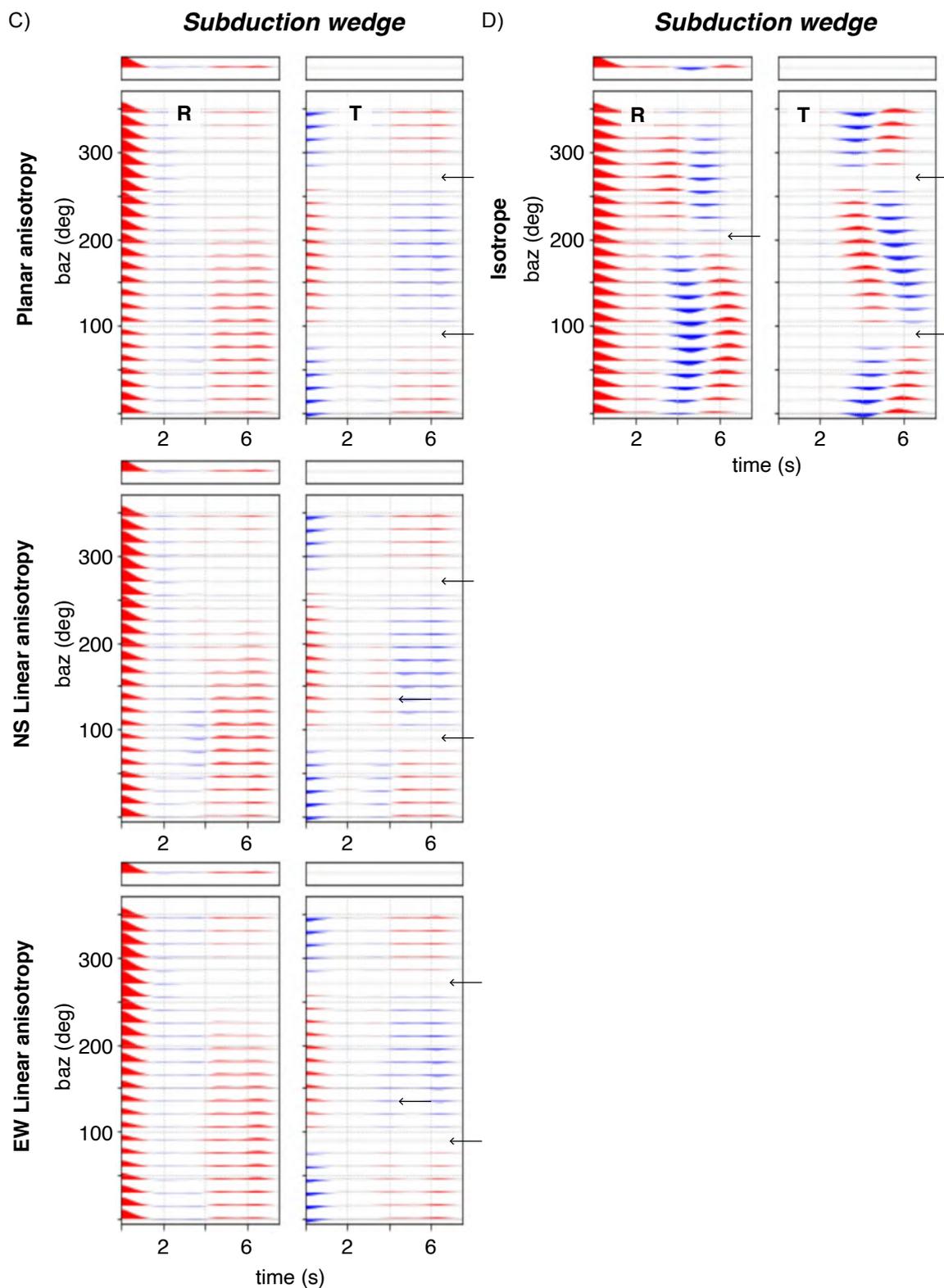


Figure 3.14 : Résultats de modélisation de fonctions-récepteur synthétiques à partir des modèles en Fig. 3.13. Les titres en gras en noir (par exemple « European foreland ») correspondent à l'emplacement des modèles le long de la chaîne alpine. A, B, C et D) réfèrent

à l'indexation des modèles utilisée en Fig. 3.13. Abréviations : baz (deg) : back-azimuth en degrés ; R : radiale ; T : transverse.

Nos modèles synthétiques montrent donc que les contrastes attendus dans le prisme alpin sont susceptibles de produire des amplitudes suffisamment importantes pour être visibles en fonctions-récepteur. Ils mettent en évidence que (i) l'amplitude des fonctions-récepteur est dépendante du contraste de vitesse de part et d'autre de l'interface, (ii) le décalage temporel par rapport aux back-azimuths est fonction du pendage de l'interface et des directions d'anisotropie, et (iii) les changements de signe sont dépendants du pourcentage d'anisotropie et des back-azimuths.

Seulement une simple comparaison de ces modèles aux données de fonctions-récepteur réelles n'est pas significative puisque la construction de ces modèles a nécessité de fixer des paramètres dont nous ne connaissons pas les valeurs (pour les données réelles). L'épaisseur de la croûte en subduction (fixée à 10 km dans nos modèles synthétiques) et les valeurs d'anisotropie sont des paramètres susceptibles d'influencer la réponse des fonctions-récepteur. Grâce aux modèles synthétiques, nous savons que les propriétés attendues pour la croûte inférieure alpine et le panneau plongeant sont susceptibles d'être visibles en fonctions-récepteur. Nous avons réalisé deux études paramétrées pour évaluer dans quelles circonstances elles peuvent l'être.

La première étude porte sur les effets de l'épaisseur de la croûte en subduction. La seconde sur le pourcentage d'anisotropie (linéaire ou planaire) associée au panneau plongeant. Nous avons fait varier l'angle de pendage entre 0 et 50°, intervalles présumés pour ce pendage d'après les images sismiques existantes (*Zhao et al., 2015 ; Nouibat et al., 2022*) et l'anisotropie entre 0 et 15%, d'après les anisotropies extrapolées en profondeur au chapitre précédent. Pour chaque valeur de pendage et chaque valeur et type d'anisotropie, l'amplitude des harmoniques est calculée. Dans la mesure où le panneau plongeant a un pendage vers l'Est dans le modèle, seuls les termes en $\cos(k = 1)$ montrent un signal. Les termes $k = 2$ en cosinus et sinus sont identiques. Détaillons les résultats de ces deux études paramétrées, présentées en figures 3.15 et 3.16 sous forme de grille d'amplitude.

C. Influence de l'épaisseur du panneau plongeant

L'imagerie en fonctions-récepteur d'une couche d'une épaisseur donnée est conditionnée par la longueur d'onde de l'onde qui la traverse. Pour explorer l'effet de l'épaisseur de la part crustale du panneau plongeant (e), nous avons donc fait varier la constante R tel que :

$$e = R * V_p / \nu,$$

avec ν la fréquence et V_p la vitesse des ondes P de la couche supérieure. Trois valeurs de R ont été testées : 0,5, 1,0 et 2,0. Les épaisseurs sont donc explorées à travers la constante R pour des ondes P de 7 km/s et une fréquence de 0,4 Hz. Cette fréquence a été fixée à partir des fréquences de filtrage passe bande des signaux bruts utilisées pour les données FR : 0,05-1 Hz (RT), 0,03-0,5 ou 0,8 Hz (QT). Ce qui donne finalement des épaisseurs testées de 8,75 km, 17,5 km et 35 km (Fig. 3.15).

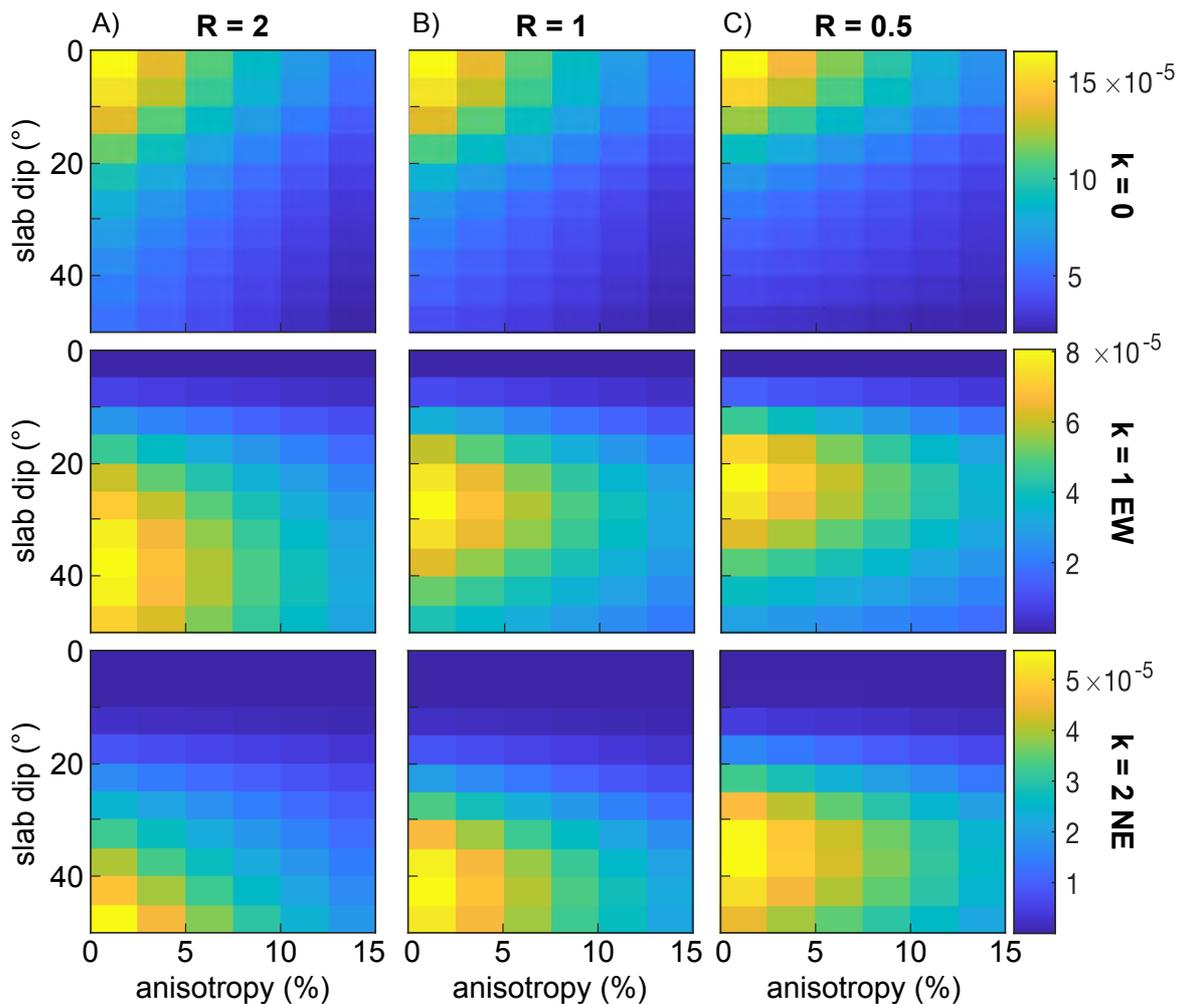


Figure 3.15 : Variations d’amplitude du signal sur les différentes harmoniques selon R , le pendage de panneau plongeant et son anisotropie. A) $R = 0,5$ soit une épaisseur de 8,75 km. B) $R = 1$, soit une épaisseur de 17,5 km. C) $R = 2$ soit une épaisseur de 35 km. Les échelles de couleurs sont différentes.

En prenant $R = 1$ comme référence, l’effet du pendage implique qu’un panneau plongeant de moins de 20° est essentiellement visible dans $k = 0$ (Fig. 3.13B). Il est bien imagé dans $k = 1$ pour des valeurs de pendage intermédiaires (de 20 à 40° , Fig. 3.13B). Puis, il devient visible dans $k = 2$ pour de forts pendages (supérieurs à 40° , Fig. 3.13B). L’ensemble des résultats de la figure 3.13 indique également qu’indépendamment du pendage, une augmentation de l’anisotropie tend à diminuer le contraste avec l’encaissant, et donc atténue le signal dans toutes les harmoniques. Multiplier ou diviser par deux l’épaisseur du panneau plongeant ($R = 2$ ou $0,5$) ne change donc pas l’impact de l’anisotropie (Fig. 3.15A et C). En revanche, le changement d’épaisseur modifie la valeur du pendage pour lequel le panneau de faible vitesse est le plus visible dans $k = 1$. L’épaisseur des structures susceptibles d’être observées est directement conditionnée par la longueur d’onde utilisée. Des panneaux épais ($R = 2$) par rapport à l’amplitude des ondes P, seront imagés dans $k = 1$ pour une large gamme de forts pendages (de 25 à 50° , Fig. 3.15C). En revanche, des panneaux fins ($R = 0,5$) seront imagés dans $k = 1$ pour une fourchette étroite de pendages de faibles valeurs ($20^\circ \pm 5^\circ$, Fig. 3.15A).

D. Influence du type d’anisotropie du panneau plongeant et de son encaissant

En fixant $R = 1$, nous avons mené une étude similaire afin de quantifier l’effet du type l’anisotropie (Fig. 3.16) sur l’amplitude du signal dans les 3 harmoniques. Nous avons testé les effets (i) d’une anisotropie planaire parallèle au panneau plongeant à pendage Est, c’est-à-dire similaire à une foliation parallèle aux limites de ce panneau plongeant, (ii) d’une anisotropie linéaire E-W parallèle au panneau plongeant à pendage Est également, soit équivalente à une linéation dans le sens de pendage, et (iii) d’une anisotropie linéaire N-S, représentant une anisotropie héritée ou une linéation qui se développerait selon l’axe de courbure du panneau plongeant.

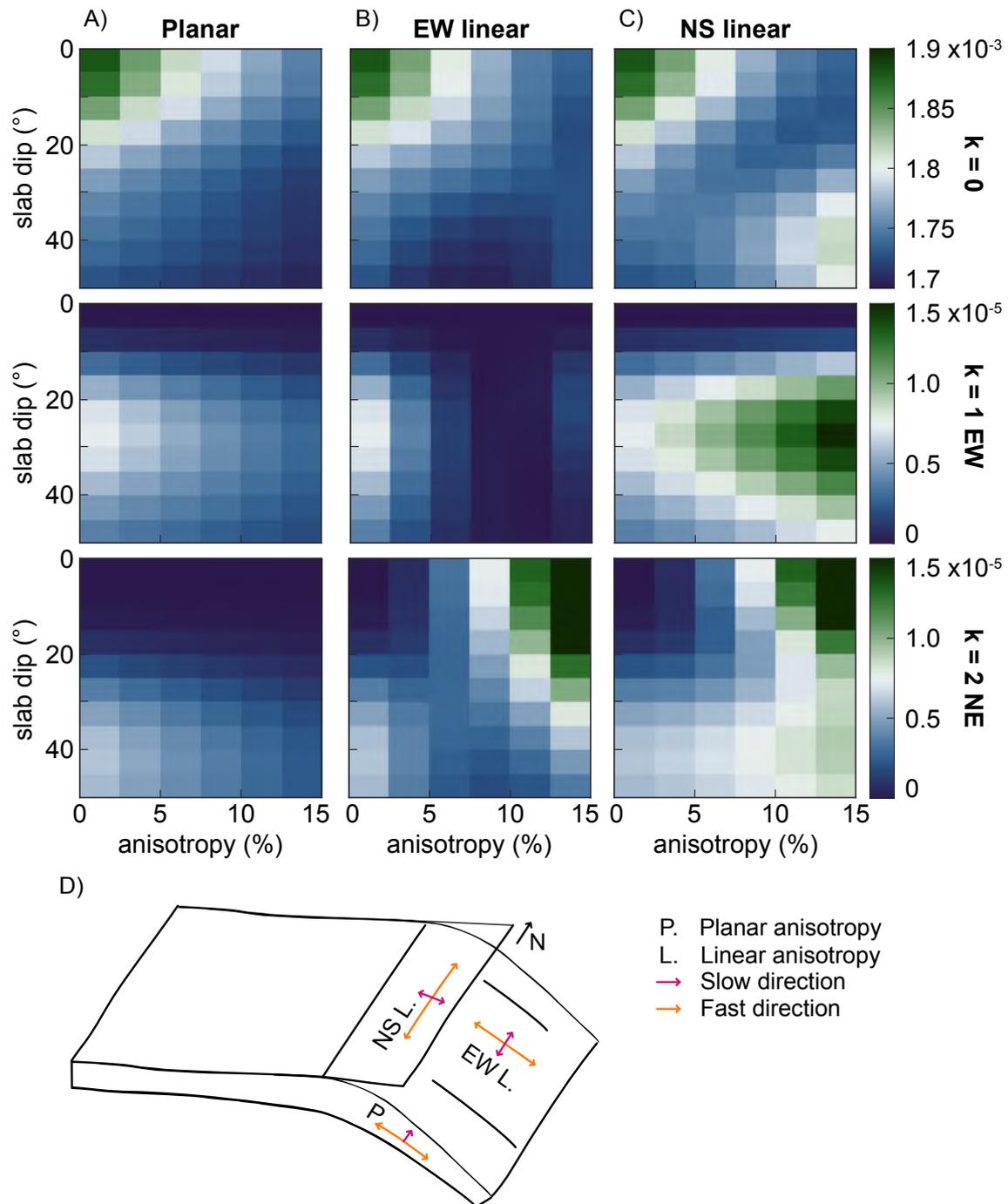


Figure 3.16 : Variations d'amplitude du signal sur les différentes harmoniques selon le type d'anisotropie, le pendage de panneau plongeant et son % d'anisotropie. A) Anisotropie planaire. B) Anisotropie linéaire EW. C) Anisotropie linéaire NS. D) Schéma 3D illustrant les différents types d'anisotropie testées. Les échelles de couleurs sont différentes selon les harmoniques.

Les résultats, présentés en figure 3.16, montrent que le type d'anisotropie ne peut pas être différencié dans l'harmonique $k = 0$ (Fig. 3.14A, B et C). Ceci est cohérent avec les attendus, puisque, comme expliqué plus haut, c'est la composante isotrope du signal. La répartition de l'énergie dans $k = 1$ selon le pendage et l'anisotropie, est la même dans le cas d'une anisotropie planaire ou linéaire EW (Fig. 3.16A et B). A l'inverse, dans le cas d'une anisotropie linéaire NS, un panneau de forte anisotropie (plus de 5%) et de pendage intermédiaire (25°) sera mieux imagé dans $k = 1$ qu'un panneau isotrope (Fig. 3.16C). A partir de cette harmonique, seule une anisotropie linéaire NS est donc distinguable.

Dans $k = 2$, des panneaux de faibles pendages mais d'anisotropie linéaire forte sont imagés quelle que soit l'orientation de cette anisotropie (Fig. 3.16 B et C). Dans les deux cas, la signature du panneau dans $k = 2$ diminue lorsque son pendage augmente.

Les formes de chaque harmonique étant différents, on peut en déduire les a priori d'interprétation suivants utiles pour le cas Alpin :

- Un panneau crustal de propriétés constantes et de pendage croissant devrait passer par un maximum d'amplitude avant de s'effacer progressivement dans $k = 1$.
- Un panneau crustal penté et anisotrope devrait être visible dans $k = 1$ ET $k = 2$, si cette anisotropie est linéaire et parallèle à la direction du panneau (*along strike*), mais visible seulement dans $k = 2$ si cette anisotropie est linéaire et perpendiculaire à la direction du panneau plongeant (*down-dip*).
- Les effets d'une anisotropie planaire parallèle au panneau plongeant ne sont pas discernables dans une décomposition harmonique telle qu'envisagée ici.

Puisque la présence de manteau serpentinisé, dans le coin mantellique est attestée, responsable de forte anisotropie (e.g. *Malusà et al., 2021*), nous avons évalué son effet dans des modèles de fonctions-récepteur synthétiques. Pour cela, un panneau plongeant de 30° vers l'Est de $V_p = 7$ km/s et $V_s = 4$ km/s, est modélisé entre deux couches mantelliques de $V_p = 8$ km/s et $V_s = 4,6$ km/s.

Le modèle isotrope (Fig. 3.17A) reflète la signature de la géométrie et des vitesses *bulk* du modèle seulement et montre dans la radiale, une conversion négative à 3s, correspondant au sommet du panneau plongeant et attestant bien d'une diminution de vitesse, et une positive à 4s, reflétant la limite inférieure. Dans la transverse, les données *stackées* sont nulles puisque les changements de signes des conversions s'annulent entre elles. Les conversions « ondulent » en

fonction des back-azimuths. Ce dessin est typique d'une structure pentée qui crée des décalages temporels, dont les plus importants sont dans la direction de pendage (90° et 270° , ici).

Lorsque l'anisotropie est ajoutée, les conversions changent de signe voir se multiplient, créant une signature plus complexe. Les modèles avec 10% d'anisotropie dans le panneau plongeant (Fig. 3.17B) ou plus de 10% dans le coin mantellique (Fig. 3.17E) ne sont pas nettement différenciables, ni dans les données *stackées*, ni en fonction des back-azimuths. De même pour les modèles avec plus de 10% d'anisotropie dans le panneau plongeant (Fig. 3.17C) ou 10% dans le coin mantellique (Fig. 3.17D). Il semblerait que l'augmentation d'anisotropie le coin mantellique implique une signature très similaire à une diminution d'anisotropie dans le panneau plongeant. Le modèle combinant à la fois panneau plongeant et coin mantellique d'anisotropie supérieure à 10% (Fig. 3.17F) s'apparente au modèle de coin mantellique d'anisotropie supérieure à 10% dans les données *stackées* et à celui d'un panneau plongeant d'une anisotropie supérieure à 10% dans la répartition en fonction des back-azimuths.

Vraisemblablement, à partir de données réelles, donc de moins bonnes qualités, il ne semble pas évident de distinguer certains scénarios entre eux.

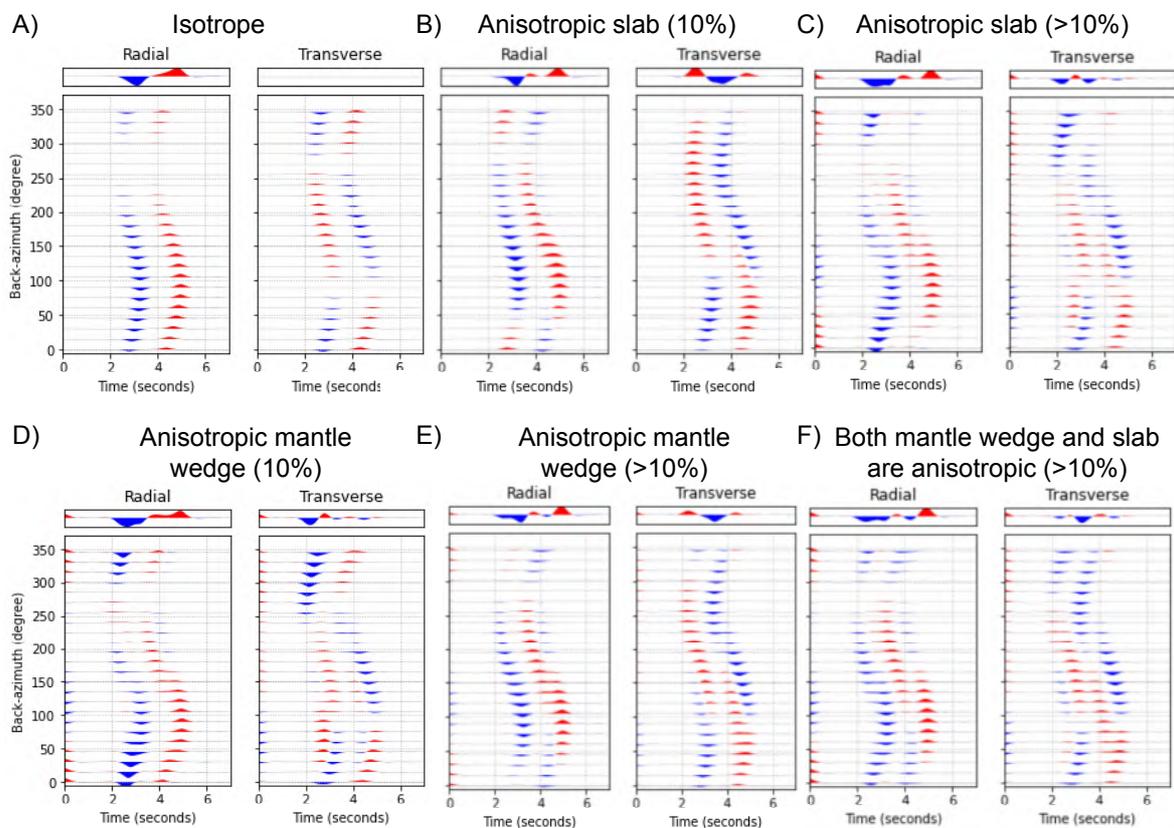


Figure 3.17 : Évaluation comparée de l’anisotropie d’un encaissant par rapport à celle d’un panneau plongeant dans les données de fonctions-récepteur.

Dans le cas du prisme alpin, les variations du pendage des interfaces sont prévisibles. Puisque c’est une zone de subduction fossile, on s’attend à ce que le pendage des limites du panneau plongeant augmente à mesure qu’il s’enfonce, c’est-à-dire pour des stations situées de plus en plus à l’Est. Plus précisément, des images géophysiques nous fournissent des détails sur la structure actuelle du prisme (*Zhao et al., 2015*). Le modèle en fonctions-récepteur de *Zhao et al. (2015)* met en évidence la continuité du panneau plongeant alpin avec la croûte inférieure européenne. Dans les images migrées en profondeur, le pendage passe de 0° sous la station CT04, à 30° sous la station CT31 (Fig. 3.2), on peut donc faire l’hypothèse d’un pendage croissant sur toute la gamme de profondeurs imagées.

Les études paramétriques ont permis d’étudier l’effet du pendage sur les harmoniques. Dans la partie suivante, nous allons expliciter l’effet de la relation entre ce pendage et le décalage temporel associé en fonction des back-azimuth. Décalage temporel déjà mis en évidence par des conversions en forme de sigmoïde dans les fonctions-récepteur synthétiques.

E. Relation entre décalage temporel et pendage

La décomposition harmonique permet de calculer le décalage temporel (*time-shift*) des temps d’arrivée selon les back-azimuths pour une interface inclinée. Seulement, la relation entre le décalage temporel et le pendage est ambivalente. En effet une valeur de *time-shift* ne désigne pas une unique valeur de pendage possible (il y a non unicité de la solution). La relation entre ces deux paramètres dépend de la profondeur de l’interface, du contraste de vitesse, du rapport V_p/V_s de part et d’autre de l’interface, et du paramètre de rai (p) de l’onde considérée. Pour des pendages faibles (inférieurs à 20°), la dépendance à p reste faible (Fig. 3.18). Pour des pendages au-delà de 30° , inverser ensemble des évènements avec des valeurs de p de 0,04 et 0,08 (valeurs utilisées dans *Paul et al., 2022* par exemple) engendre nécessairement une distorsion.

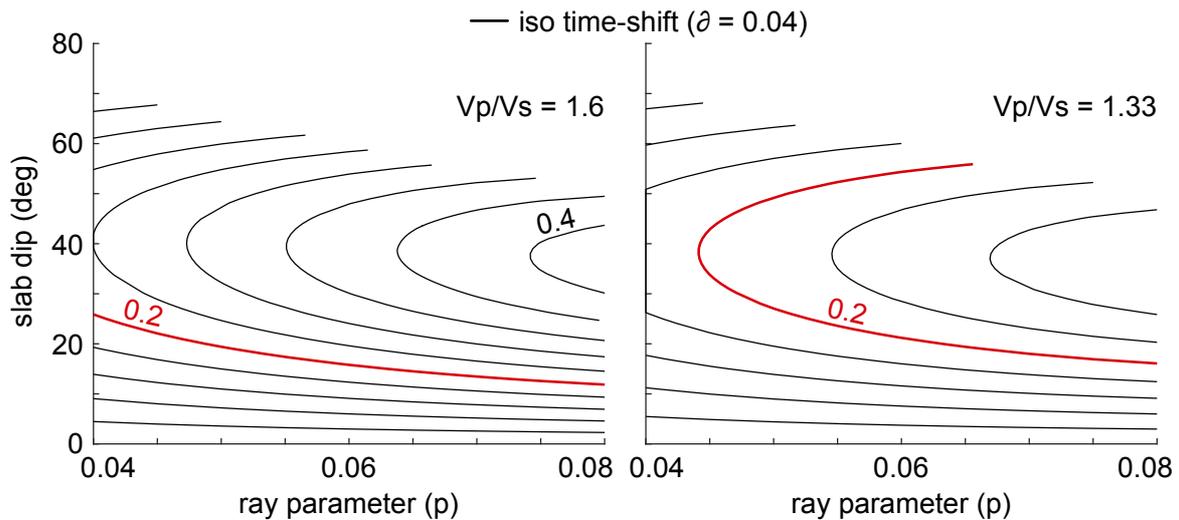


Figure 3.18 : Mise en évidence de la non unicité de la solution entre paramètre de rai et pendage. Pour un même décalage temporel (0,2 s par exemple, courbe rouge), selon le paramètre de rai utilisé (ici de 0,04 à 0,08 car ces valeurs sont utilisées dans *Paul et al., 2022* par exemple) et plus le rapport Vp/Vs est faible, plus le pendage associé varie (jusqu'à une différence de 40° !).

Les tests préliminaires à la démarche inverse couvrent une large gamme de paramètres influents sur les fonctions-récepteur afin de disposer des outils nécessaires à la compréhension des données réelles et à leur interprétation. Désormais, nous savons non seulement que les contrastes attendus dans le prisme alpin sont susceptibles de produire des amplitudes suffisamment importantes pour être visibles en fonctions-récepteur, mais également dans quelles conditions et sur quelles harmoniques ces contrastes sont attendus. La relation entre décalage temporel et pendage a également explicitée. Avant d'aborder la démarche inverse, revenons sur les changements de propriétés attendus pour la croûte inférieure et sur les arguments dont nous disposons.

F. Scénarios de transformations envisagées

Anticiper les changements de propriétés induits par les transformations métamorphiques et leurs éventuelles signatures en décomposition harmonique, permet d'orienter la recherche vers un signal significatif dans les données de fonctions-récepteur réelles.

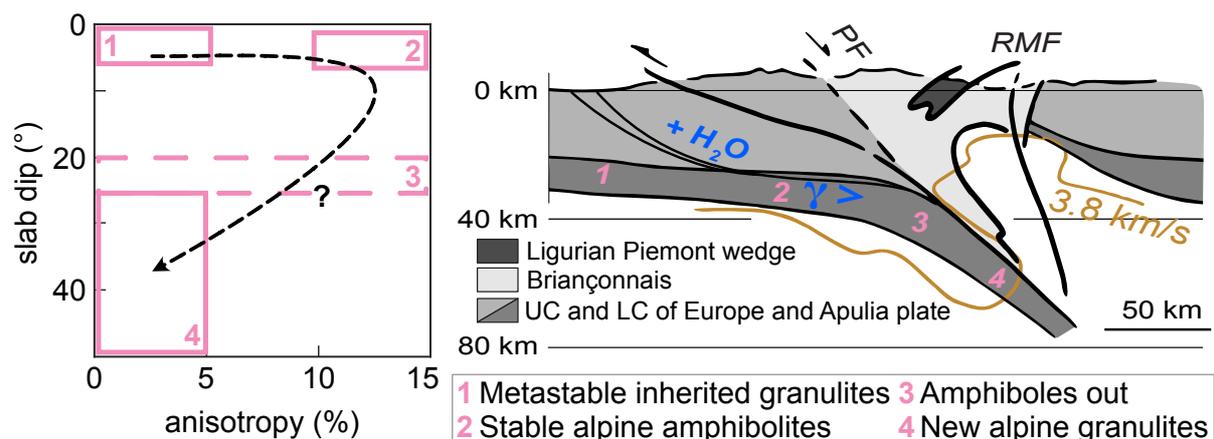


Figure 3.19 : Scénario proposé des changements de propriétés subies par la croûte inférieure alpine. La boîte « pendage/anisotropie » est construite à partir des variations du panneau plongeant selon les études Zhao et al., 2015 et Paul et al., 2022 et les variations d’anisotropie des roches sont issues des anisotropies extrapolées en profondeur au chapitre précédent. Le symbole $\gamma >$ représente une augmentation de la déformation, tandis que $+ H_2O$ représente une circulation de fluide.

La transformation des roches du faciès des amphibolites vers celui des granulites à mesure que la croûte s’enfonce et se réchauffe, suit le chemin « pendage / anisotropie » tracé en figure 3.18. Les positions initiale et finale des roches dans cet espace « pendage / anisotropie » sont les mieux contraintes. A l’avant de la chaîne, les données de sismologie indiquent une croûte inférieure granulitique litée d’héritage Varisque (profil ECORS, *Nicolas et al., 1990*, Fig. 3.1A). Les roches sont donc initialement isotropes ou avec une anisotropie planaire horizontale, et les interfaces horizontales. Impliquées dans le prisme d’accrétion alpin, les roches se déforment ($\gamma >$, Fig. 3.19) et réagissent ensuite dans le champ (P, T) des amphibolites (étape 2, Fig. 3.19) et en présence de fluides ($+ H_2O$, Fig. 3.19). Ce rééquilibrage rétrograde d’une paragenèse granulitique métastable à une paragenèse amphibolitique, devrait s’accompagner de la cristallisation d’amphiboles et/ou de micas selon les lithologies, tous deux porteurs d’une anisotropie forte. Le pendage reste faible, puisqu’on présume que cette transformation a lieu sous les Massifs Cristallins Externes (MCE) et qu’elle est responsable des vitesses anormalement basses enregistrées par la tomographie (*Paul et al., 2022*, vitesses « rouges » soit inférieures à 3.5 km/s, Fig. 3.1D). L’entrée de ces roches en subduction engendre

d'abord (étape 3, Fig. 3.19) un changement de pendage, sans que les roches réagissent. Une nouvelle transformation dans / vers le faciès des granulites a lieu ensuite lieu (chapitre 1), à l'origine de vitesses plus élevées dans le panneau plongeant, proches de $V_s = 4$ km/s. Que la réaction soit totale ou pas, on s'attend à ce que l'anisotropie diminue avec la consommation des phases porteuses d'anisotropie (amphiboles ou micas). Le panneau plongeant crustal alpin devrait donc passer par un maximum d'anisotropie, avant que son pendage n'augmente. Son anisotropie devrait ensuite diminuer dans les parties les plus profondes et les plus inclinées. Une telle trajectoire reportée sur les diagrammes des études paramétriques en figures 3.15 et 3.16, permet d'anticiper l'évolution de la signature du panneau plongeant avec la profondeur. L'amplitude de ses conversions devrait d'abord augmenter dans $k=2$ (de 1 à 2, Fig. 3.19), pour peu que son anisotropie soit en partie linéaire. Puis, l'amplitude des conversions devrait devenir visible dans $k=1$, si le panneau plongeant est porteur d'une anisotropie linéaire horizontale. La dissipation progressive du signal dans $k=0$ due à l'augmentation de son pendage, devrait s'accompagner d'une augmentation du signal dans $k=1$ et une diminution du signal dans $k=2$.

Cet exercice couplant pétrologie et géophysique théorique permet de donner un cadre à l'interprétation des images générées par le traitement de données réelles. Un effort de quantification des effets des nombreux paramètres sur la dépendance des fonctions-récepteur au back-azimuth a été fait, afin d'aborder correctement la démarche inverse. Comme posée en introduction, le but de cette démarche est de vérifier si la dépendance des fonctions-récepteur aux back-azimuths, expliquée par l'effet de l'anisotropie, peut être issue de transformations des roches et principalement du faciès des amphibolites au faciès des éclogites ou des granulites de haute pression. Nous savons que ces transformations changent non seulement la vitesse moyenne des ondes qui traversent ces roches mais également l'anisotropie de vitesse de ces ondes. Ces transformations sont visibles dans les modèles de tomographie sismique et nous montrons que la méthode des fonctions-récepteur peut également y être sensible, selon certaines conditions. Vérifions donc si nous observons ces transformations dans les données de fonctions-récepteur réelles.

IV. Démarche inverse

Le même traitement que celui appliqué aux données synthétiques a été appliqué aux données réelles le long des profils CICALPS. Quatre zones supposées représenter un état différent de transformation de la croûte inférieure européenne ont été choisies le long du profil

CIFALPS (Fig. 3.1 et 3.2), pour tester le scénario en 4 étapes de transformations présenté plus haut (Fig. 3.19). Au sein de chaque zone, plusieurs stations sismiques ont été sélectionnées selon leur position le long des profils, la qualité du signal et la couverture back-azimutale. Par exemple, la station CT17 (Fig. 3.20A) montre des enregistrements entre 0 et 130° et autour de 100°, tandis que la CT03 (Fig. 3.20B) indique seulement une dizaine d'événements principalement à 30° de part et d'autre du Nord (0°).

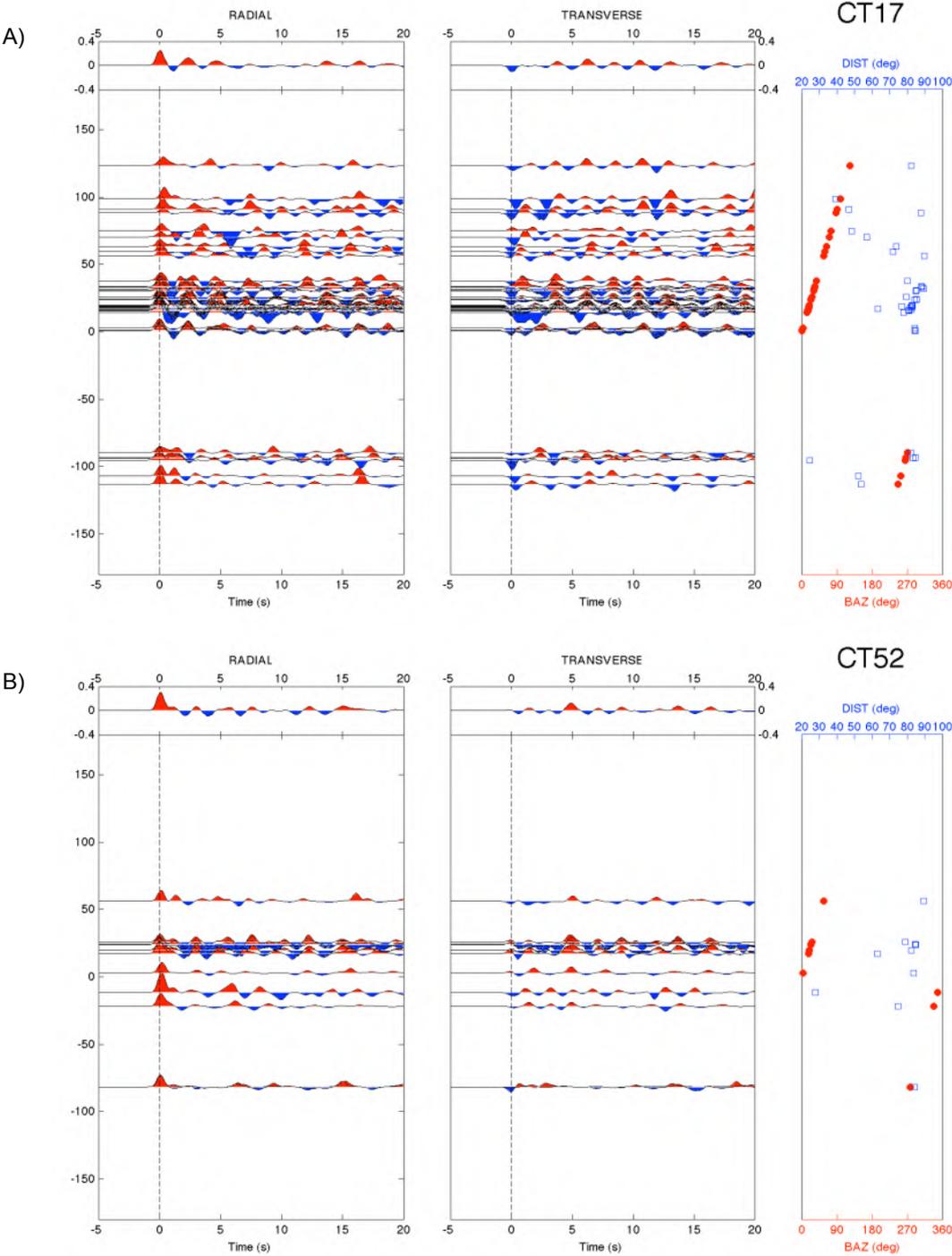


Figure 3.20 : Comparaison de la qualité d'enregistrement des événements sismiques d'une station à l'autre, dans la radiale et la transverse pour une station avec une bonne (A) et une pauvre (B) couverture back-azimutale.

D'Ouest en Est, la première zone, sous la vallée du Rhône, est choisie comme analogue de la croûte anté-alpine à l'avant de la chaîne, considérée comme protolithe avant toute transformation. Celle-ci comprend 3 stations : CT04, CT06 et CT07 (Fig. 3.1).

La seconde zone choisie permet d'échantillonner les faibles vitesses observées sous les MCE dans le modèle de tomographie des ondes S. Elle est constituée des stations CT16, CT17 et CT23 (Fig. 3.1).

La troisième zone choisie est la zone de changements de vitesse intra-panneau plongeant, dans les zones internes, sous le massif de Dora Maira, dans laquelle se trouvent les stations CT31, CT32 et CT34 (Fig. 3.1).

Enfin, la dernière zone se positionne au niveau des faibles vitesses du panneau plongeant aux profondeurs où le Moho inverse est encore visible. Pour cette zone, seule la station CT34 est utilisable (Fig. 3.1). L'atténuation des signaux enregistrés par les stations de la plaine du Pô, plus à l'Est, ne permet pas d'y effectuer une décomposition harmonique.

On peut alors s'intéresser à deux grandeurs que nous avons déjà mentionnées : la phase de la décomposition harmonique et la distribution du signal entre chaque harmonique ($k=0$, $k=1$, $k=2$). La première correspond à la direction de vitesse maximale d'une interface inclinée. Elle rend aussi compte de la distribution entre les termes en cosinus et sinus de chaque ordre de la décomposition. La seconde peut être calculée comme le carré de A et la somme des carrés de B et C ou D et E . Pour rappel, A représente la partie constante de la donnée ($k = 0$), tandis que B et C sont les termes correspondants à l'harmonique $k = 1$ et les coefficients D et E à l'harmonique $k = 2$ (voir partie II.A sur la mise en œuvre de la décomposition harmonique). A l'instar de l'approche de *Olugboji et Park (2016)*, nous avons essayé de rendre compte de la donnée de phase de la décomposition harmonique avec une pseudo-projection stéréographique (Fig. 3.21). Dans cette projection, la phase indique la composante transverse et la composante radiale est calculée tel que : $R = \frac{1-ts}{ts_{max}}$ avec ts le décalage temporel (*time shift*). Cette représentation donne une idée qualitative du pendage apparent de la direction de vitesse maximale, même si ce pendage dépend en fait de nombreux autres paramètres comme évoqué précédemment.

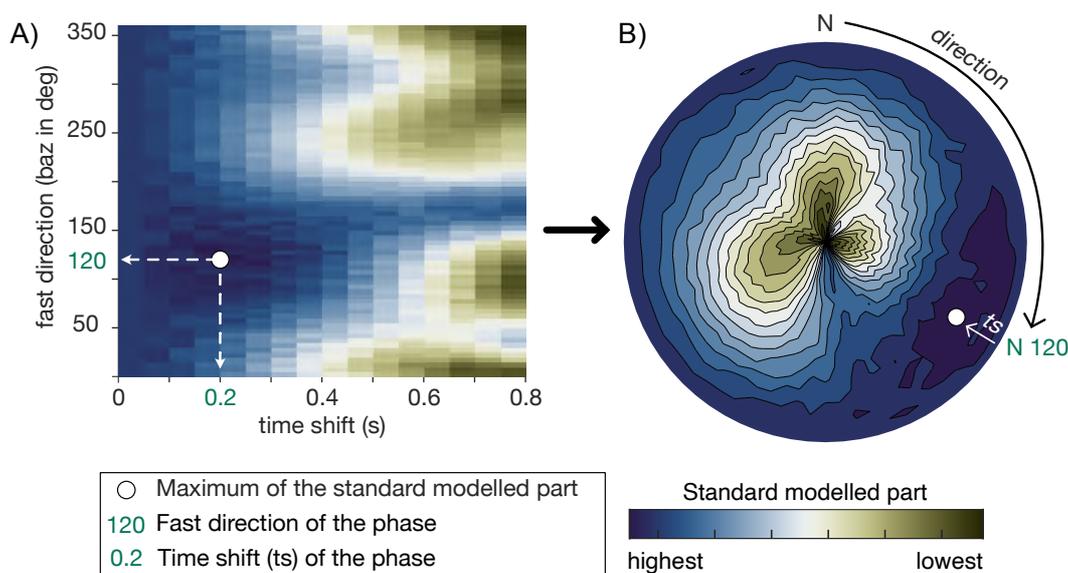


Figure 3.21 : Construction et signification de la pseudo projection stéréographique représentant la donnée de phase. A) Résultats sous forme de grille du critère d’ajustement calculé pour une conversion donnée. B) Mêmes résultats représentés sous forme de cercle. Le critère d’ajustement indique une direction et un décalage temporel pour lesquels la norme de la partie modélisée est maximisée.

La décomposition harmonique modélise donc le signal en fonctions-récepteur radial et transverse sur différentes composantes ($k = 0$, la norme de $k = 1$ et de $k = 2$). La partie non modélisée s’exprime sur ces mêmes composantes et est représentée en annexe n°3 pour chaque station. Bien qu’aucune règle quantifiée n’existe, le signal est considéré interprétable si l’énergie non modélisée est d’une amplitude inférieure à celle modélisée. Les résultats de la modélisation ne répondent pas à ce critère de façon évidente. En restant prudent sur leur interprétation, le choix de considérer ces résultats a néanmoins été fait. La trace « *stackée* » en R, qui ne provient pas du résultat de la décomposition harmonique mais du modèle en fonctions-récepteur de *Paul et al., 2022*, est représentée par la suite pour chaque station à titre de comparaison.

A. Stations à l'avant de la chaîne

1. Données de phase

A l'avant de la chaîne, deux conversions positives sont mises en évidence dans les fonctions-récepteur « *stackées* ». La première se situe autour de 2s, la seconde, qui représente le Moho, vers 4s (stations CT04 à 07, Fig. 3.22). Le décalage temporel calculé à partir de la décomposition harmonique, est reporté pour chaque conversion en figure 3.20. Dans cette partie de la chaîne, les interfaces sont attendues horizontales. Ces décalages temporels (de 0.05 à 0.15s) ne peuvent donc qu'être dus à un effet d'anisotropie. Ce décalage temporel augmente avec le temps (la profondeur) pour les stations CT04 et CT07, mais est décroissant pour la station CT06. Les motifs d'ajustement correspondant à des décalages faibles sont tous circulaires, ce qui signifie que la phase est en fait mal contrainte.

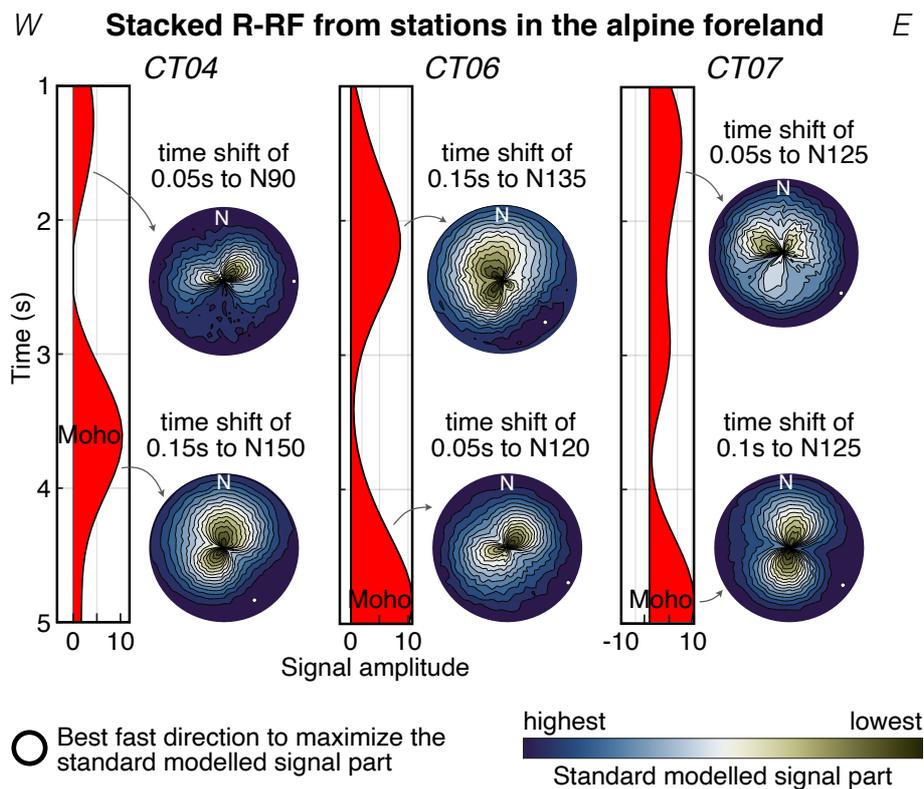


Figure 3.22 : Données de phases pour les stations à l'avant de la chaîne. Les décalages temporels et directions sont indiqués pour chaque conversion. Les conversions ne sont pas issues de la décomposition harmonique. Ce sont les données *stackées* issues de *Paul et al., 2022*.

2. Données d'amplitude

Pour les trois stations choisies à l'avant de la chaîne, la zone au-dessus de la conversion positive du Moho correspond à une baisse de l'intensité du signal dans $k=0$ et $k=1$ (flèches noires, Fig. 3.23). Ce comportement est celui attendu pour une hausse de l'anisotropie dans une couche faiblement inclinée ou fine par rapport à la longueur d'onde sismique (Fig. 3.15 et 3.16). Cette zone correspond également à un minimum dans $k=2$ pour les stations CT06 et CT07 (Fig. 3.23), ce qui pointe plutôt vers une anisotropie planaire que linéaire (Fig. 3.16).

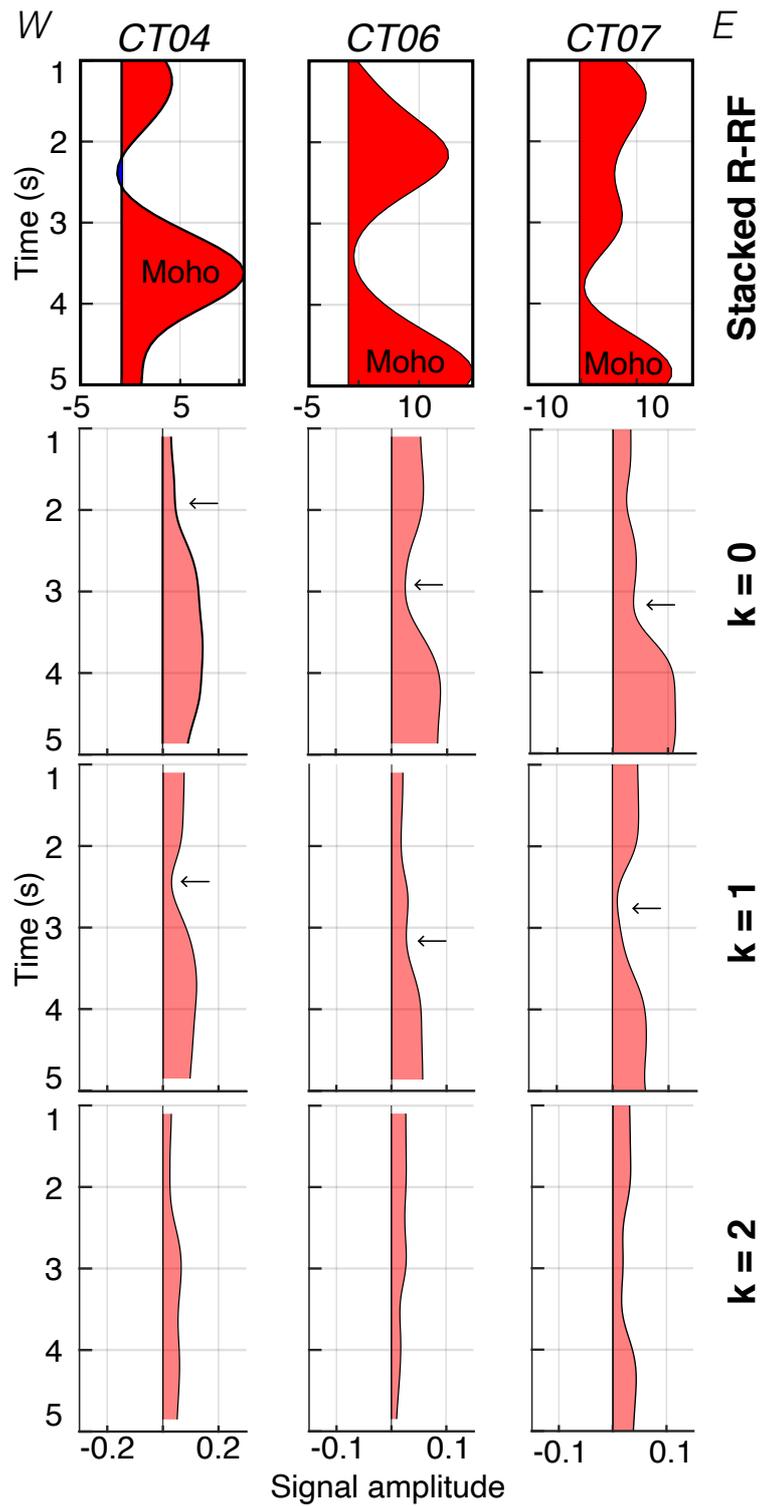


Figure 3.23 : Résultats de la décomposition harmonique pour les stations à l’avant de la chaîne, comparés aux fonctions-récepteur « *stackées* » de Paul et al., 2022. Les fines flèches noires correspondent à des baisses d’amplitudes juste avant la conversion du Moho. Sont représentés les valeurs absolues des harmoniques.

B. Stations des zones externes, zone crustale à faible vitesse des ondes S

La conversion associée à la croûte inférieure européenne à vitesses faibles sous les Massifs Cristallins Externes a été localisée à environ 20 km de profondeur par *Paul et al. (2022)* (Fig. 3.1). Les phases correspondantes sont situées entre 2 et 4s. L'étude des stations de CT16 à CT23 permettent d'explorer les variations de propriétés sans changement de pendage entre les roches d'une croûte anté-alpine, à l'avant de la chaîne, et celles à faible vitesses des ondes S, impliquées dans le prisme orogénique.

1. Données de phase

Les trois stations de cette zone montrent une conversion positive, puis négative, et finalement le Moho européen en conversion positive autour de 5s, limite de l'intervalle de temps ciblé (Fig. 3.24). Cette conversion négative est nettement visible sur le profil de fonctions-récepteur au sein de la croûte sous les MCE (Fig. 3.1 et 3.2). Elle représente une diminution de la vitesse avec la profondeur, cohérente avec les faibles vitesses mises en évidence dans le modèle de tomographie (Fig. 3.1, *Paul et al., 2022*). Cette conversion se situe après 3s pour la station la plus à l'Ouest (CT16) puis à 4s en se déplaçant vers l'Est (CT17, Fig. 3.24). Sur la station CT23, à l'extrême Est, la conversion est enregistrée un peu avant 4s. A la station CT16, les phases calculées pour les trois conversions montrent un pattern commun, avec un meilleur ajustement en couronne à faible décalage temporel (0,05s). La station suivante (CT17) reprend le même *pattern* pour la 1^{ère} conversion positive mais montre une meilleure solution avec une phase orientée SE (décalage temporel important de 0,2s), ce qui implique un pendage vers le NW pour une conversion négative (Fig. 3.24). Enfin la station CT23 présente des orientations différentes : vers le Nord-Ouest pour la conversion positive et le Sud-Ouest pour la conversion négative avec également des valeurs de décalage temporel de l'ordre de 0,2s (Fig. 3.24). Le décalage temporel calculé pour la conversion ciblée augmente donc de 0,05s à 0,2s, d'Ouest en Est, alors qu'aucune augmentation de pendage n'est attendue à cette position et à cette échelle d'après la tomographie (*Nouibat et al., 2022*, Fig. 3.1) ou dans les FR migrées en profondeur (*Zhao et al., 2015*, Fig. 3.1). Comme à l'avant de la chaîne, il semblerait que le changement de décalage temporel soit lié à l'anisotropie. Une anisotropie planaire génère des décalages temporels faibles tandis qu'une anisotropie linéaire en produit un plus grand (Fig.

3.16). Cette tendance laisse penser que l'éventuelle anisotropie associée à la zone de faible vitesse imagée en tomographie (Fig. 3.1), se renforce d'Ouest en Est.

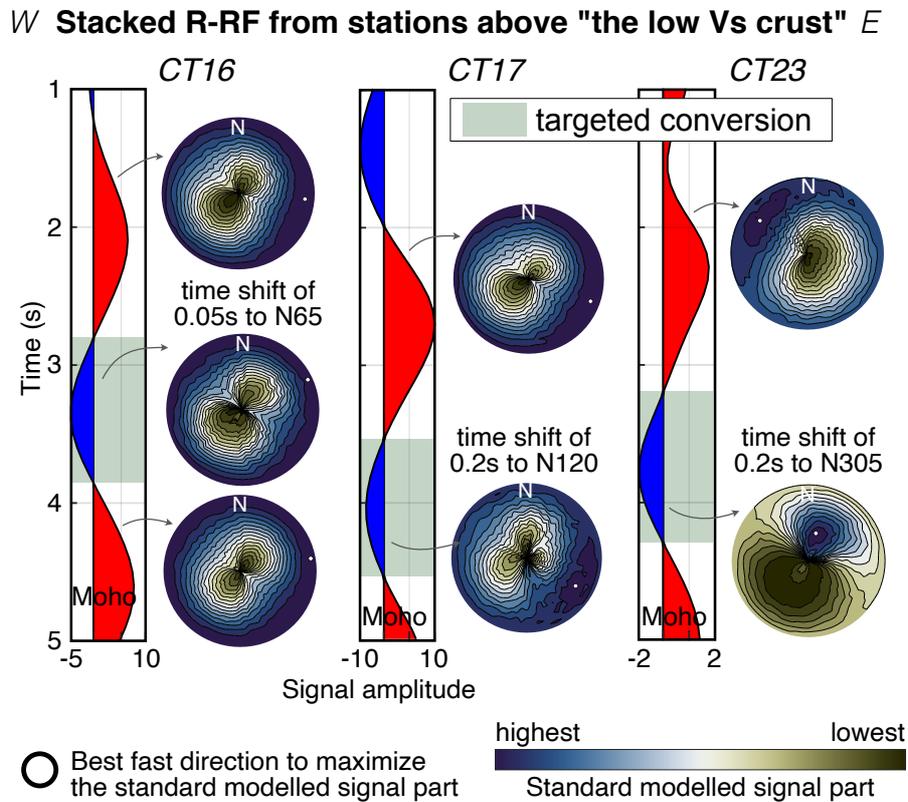


Figure 3.24 : Données de phases pour les stations dans les zones externes. Les décalages temporels et directions sont indiqués pour chaque conversion. Les conversions ne sont pas issues de la décomposition harmonique. Ce sont les données stackées issues de *Paul et al., 2022*.

2. Données d'amplitude

Dans cette zone, la zone à faible vitesse imagée dans par tomographie d'ondes S (Fig. 3.1) est limitée à son sommet par une conversion négative dans les fonctions-récepteur « *stackées* » (Fig. 3.25). Cette conversion correspond à un minimum d'intensité dans $k=0$ pour toutes les stations. Dans $k=1$ on observe une baisse de l'intensité du signal au-dessus de la conversion pointée dans le *stack*, en particulier dans CT17 (fine flèche noire, Fig. 3.25). Cette baisse est décalée en temps par rapport au minimum visible dans $k=0$. Le signal dans $k=2$ est plus important en relatif que dans les stations à l'avant de la chaîne (Fig. 3.22 et 3.21). Il est

particulièrement élevé dans CT17, dont le minimum est situé à la conversion ciblée, comme $k=0$. La baisse dans $k=0$ est explicable par une hausse de l'anisotropie (Fig. 3.16) et la baisse du signal dans $k=1$ mais à un temps plus court ne pourrait s'expliquer par une hausse d'anisotropie dans une structure déjà inclinée. Le fort signal dans $k=2$ semble pointer vers une composante anisotropique linéaire non négligeable, déduite de $k=0$ (Fig. 3.16).

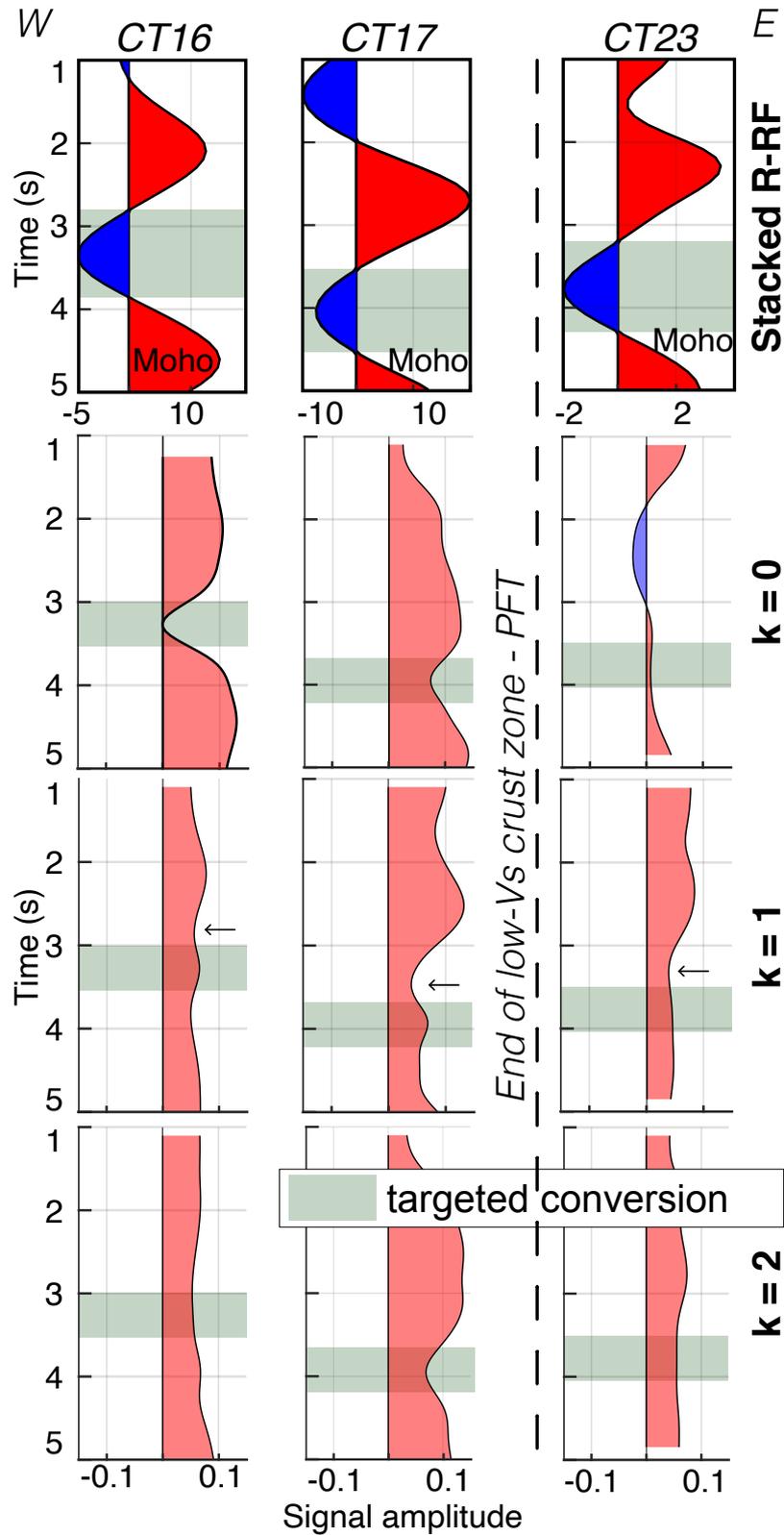


Figure 3.25 : Résultats de la décomposition harmonique pour les stations à l’avant de la chaîne, comparés aux fonctions-récepteur « *stackées* » de *Paul et al., 2022*. Les fines flèches noires correspondent à des baisses d’amplitudes juste avant la conversion ciblée. Sont représentés les valeurs absolues des harmoniques.

C. Stations des zones internes, transformations dans le panneau plongeant crustal

Ces quatre stations se situent à l'aplomb de l'augmentation de vitesse du panneau plongeant crustal, les trois stations les plus à l'Ouest (CT31, CT32 et CT33) se situent à l'endroit où le panneau plongeant présente de faibles vitesses ($V_s < 4 \text{ km/s}$, Fig. 3.1), tandis que la dernière station (CT34) est située à l'aplomb d'un panneau plongeant plus rapide ($V_s > 4 \text{ km/s}$, Fig. 3.1). Pour ces stations, le Moho inverse est localisé autour de 35 km de profondeur (Fig. 3.1), i.e., entre 7s et 9s. Le Moho européen, c'est-à-dire la base du panneau plongeant, se situe entre 50 et 60 km, soit au-delà de 9s et jusqu'à 12s (Fig. 3.1).

1. Données de phase

Dans les données « *stackées* », le Moho Européen, limite inférieure du panneau plongeant, correspond à la seconde conversion positive visible (Fig. 3.26). Néanmoins, cette conversion n'est pas résolue par la décomposition harmonique (Fig. 3.26). Seul l'enregistrement de la station CT32 permet d'effectuer cette décomposition, dont les résultats proposent une direction WSW, avec une forte valeur de décalage temporel (« time shift de 0,35s to N220 », Fig. 3.26).

La conversion négative, enregistrée au-dessus du Moho, correspond au « Moho inverse », c'est-à-dire au sommet du panneau plongeant, à l'interface fossile de subduction. La méthode de décomposition harmonique reconnaît cette conversion dans les 4 stations. La station CT31, située la plus à l'Ouest, indique un pendage vers le Nord et un décalage temporel de 0,1s. Seulement, la répartition de la direction semble surtout montrer une forme planaire. La direction de phase n'est donc pas bien contrainte. La station CT32 indique une direction de phase orientée SW, parallèle à la direction de phase du Moho et inverse au pendage du panneau plongeant. Cette direction est conservée à la station suivante (N75, station CT33, Fig. 3.26). A l'inverse, la station CT34, la plus à l'Est, indique une direction de phase orientée N240 pour cette conversion négative, soit une orientation NE. Les directions de phases varient donc d'ouest en est, d'abord orientées SW puis NE. Cette station affiche cette conversion plus tôt que les précédentes alors que l'interface pend vers l'Est. Cela signifie que les vitesses des couches situées au-dessus, sont plus élevées que dans les stations précédentes et ne reflète pas une remontée de l'interface. A l'inverse, les résultats de décomposition harmonique positionnent correctement les interfaces en profondeur.

Dans ces données, alors que ces stations se situent à l'aplomb de l'augmentation de vitesse dans le modèle de tomographie et que l'on s'attendait donc à une conversion positive reflétant, le Moho inverse est négatif pour toutes les stations. Le « *stack* » des données empêche-t-il d'observer cette conversion ? Regardons le signal sur ces harmoniques.

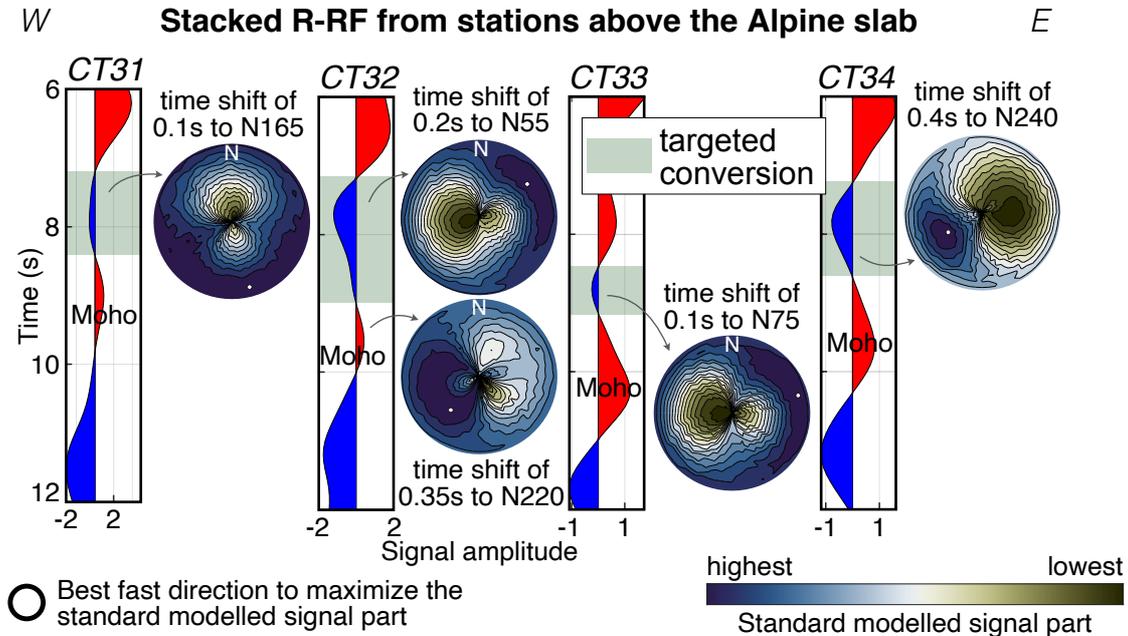


Figure 3.26 : Données de phases pour les stations dans les zones internes. Les décalages temporels et directions sont indiqués pour chaque conversion. Les conversions ne sont pas issues de la décomposition harmonique. Ce sont les données *stackées* issues de *Paul et al., 2022*.

2. Données d'amplitude

La conversion négative pointée dans les FR *stackées* (Moho inverse) correspond systématiquement à un minimum de forte amplitude dans $k=0$ (cadre vert, Fig. 3.27). En temps, ce signal est plus long à l'Ouest et plus court à l'Est, en amplitude il semble décroître. Cette diminution de contrastes négatifs dans $k=0$ traduit donc bien d'une augmentation relative de vitesse, non visible dans les données « *stackées* » mais cohérente avec le modèle tomographique. Dans $k=0$, juste après la conversion négative, on observe également des conversions positives pour les stations CT32, CT33 et CT34. Celles-ci indiquent le Moho européen. Vers l'Est, l'amplitude de cette conversion augmente et s'étale en temps (flèche noire pour $k=0$, Fig. 3.27), allant même jusqu'à montrer deux maximums distincts pour la station

CT34 (deux flèches noires, Fig. 3.27). Dans la station CT33 et CT34, il se pourrait que le début de cette conversion soit également la trace de l'augmentation de vitesse observée en tomographie. Dans les harmoniques $k=1$ et $k=2$, l'amplitude du signal augmente également vers l'Est, présentant au moins un maximum correspondant au Moho. Dans ces harmoniques, il n'est pas évident de déceler une trace de l'augmentation de vitesse. Il se peut que son effet soit gommé par le Moho ou que cette augmentation de vitesse soit à l'origine d'une diminution d'amplitude au niveau de la conversion ciblée pour les stations CT33 et CT34 (cadres verts, Fig. 3.27). Une augmentation de $k=1$ concomitante d'une diminution dans $k=2$ est expliquée par une augmentation de pendage pour un panneau porteur d'une anisotropie linéaire horizontale (Fig. 3.16), une augmentation concomitante des deux est plus difficile à expliquer en termes d'anisotropie et pendage (Fig. 3.16).

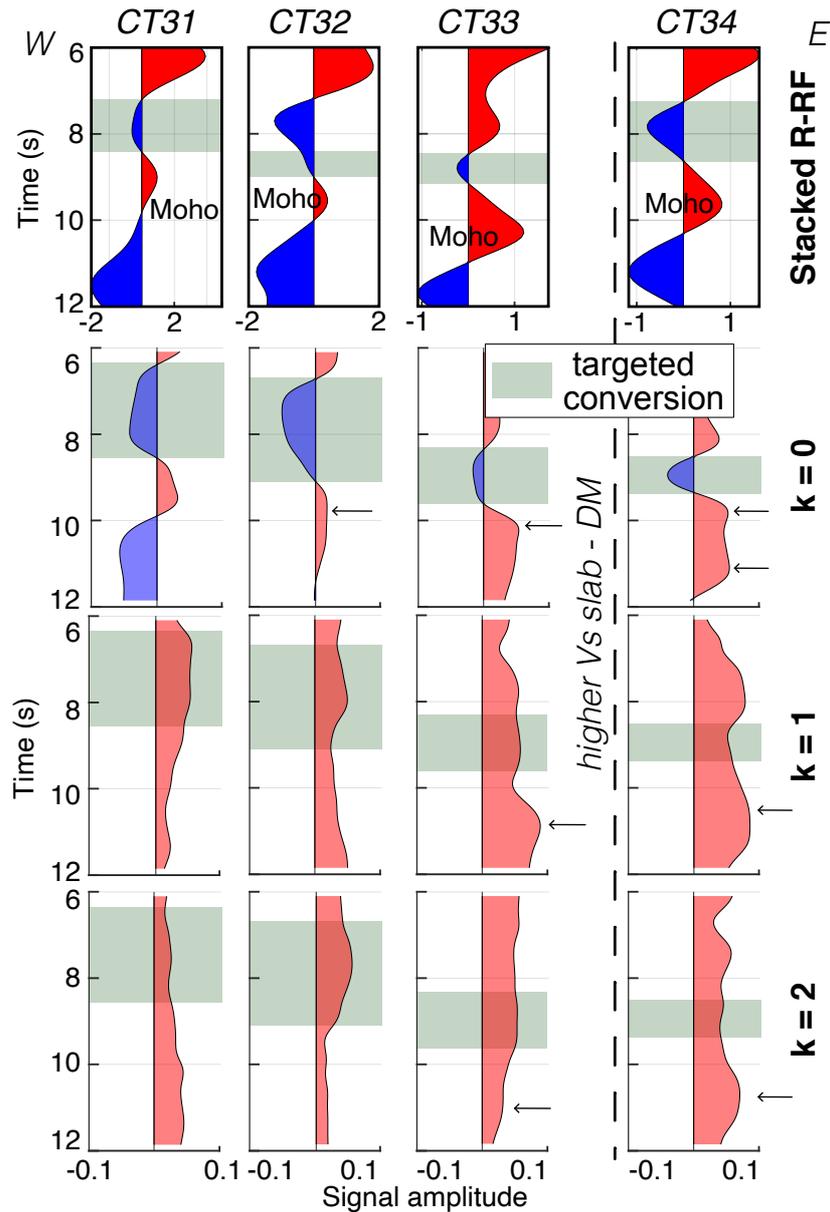


Figure 3.27 : Résultats de la décomposition harmonique pour les stations des zones internes, comparés aux fonctions-récepteur « *stackées* » de Paul et al., 2022. Sont représentés les valeurs absolues des harmoniques.

D. Bilan de la démarche inverse

A l'avant de la chaîne, on image le début de la zone à faible vitesse sismique observable en tomographie. Le décalage temporel peut être négligeable (0.05s), les directions de phases sont mal contraintes et la structure semble isotrope. Si le décalage temporel est plus important (0.15s), il devient non négligeable et une part du signal est situé dans $k = 2$. Dans ce cas, la

structure semble porter une anisotropie planaire. Nous en déduisons que les roches de la croûte anté-alpine sont donc soit isotropes, soit porteuses d'une anisotropie planaire (héritée ?).

Sous les Massifs Cristallins Externes, dans la zone à faible vitesse crustale, le signal se renforce d'Ouest en Est : le décalage temporel augmente (de 0.05 à 0.2s), l'amplitude de $k = 0$ et $k = 1$ diminue, tandis que celle de $k = 2$ augmente. Les roches de la croûte inférieure alpine au sein du prisme orogénique semblent donc développer une anisotropie avec une composante linéaire.

Dans la zone sous le corps d'Ivrée, les orientations de phases sont inverses (vers le SW) au pendage attendu (vers l'Est) pour le Moho inverse et la seule conversion associée au Moho européen ayant pu être décomposée. Les données « stackées » ne mettent pas en évidence l'augmentation de vitesse observée d'Ouest en Est, dans le modèle de tomographie. La décomposition harmonique, elle, indique une diminution du contraste de vitesse vers l'Est avec le manteau sus-jacent et une conversion positive juste avant celle du Moho dans les stations les plus à l'Est.

V. Discussion

A. Transformations des roches de croûte inférieure le long de la chaîne

1. De l'avant de la chaîne au prisme de collision

La station CT23 située à l'extrémité Est des zones de transformation présumées sous les Massifs Cristallins Externes ne présente pas le même signal que les stations situées plus à l'Ouest. Or, puisque la conversion négative est continue le long de ces quelques stations, celle-ci doit être explicable par un même processus. D'après les images de fonctions-récepteur et de tomographie, le pendage des structures est constant le long de ces stations. Les variations du signal mises en évidence par la décomposition harmonique ne peuvent donc pas être issues d'une variation du pendage des interfaces. Une modification de l'anisotropie des roches semble plus probable et même d'une composante linéaire, d'après l'augmentation de $k=2$.

En déduire des informations sur la structure de ces couches reste hypothétique. L'anisotropie sismique linéaire a tendance à être interprétée comme preuve de la présence de minéraux dont l'anisotropie intrinsèque est linéaire, à savoir les amphiboles de type tectonique L, aussi appelées « cigares » (dessin du bas, Fig. 3.28). Dans ce cas, la linéation, contenue dans

le plan de foliation et marquée par l'axe d'allongement des amphiboles de type L, correspond à l'axe de propagation rapide des ondes sismiques (flèche bleue +, Fig. 3.28). Seulement, la présence de micas n'empêche pas le développement d'une anisotropie linéaire. Dans une zone de cisaillement (dessin du haut, Fig. 3.28), si les micas sont compris dans le plan de cisaillement, leur axe lent (axe kaki, Fig. 3.28) devient perpendiculaire au plan. Ainsi, par comparaison le plan de cisaillement devient un axe rapide de propagation des ondes.

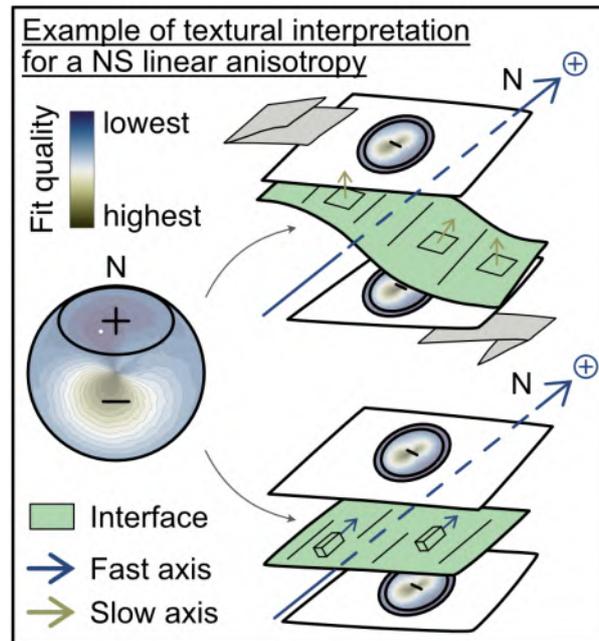


Figure 3.28 : Exemples de deux interprétations texturales différentes pour une anisotropie linéaire NS. Celle-ci peut être produite pour une rotation des axes de vitesse lente autour d'un axe, comme dans un plan de cisaillement pas exemple, schéma du haut, ou bien par un alignement des axes de vitesses élevées, schéma du bas.

2. Du prisme de collision au panneau plongeant

Puisque le Moho européen n'est pas distinguable dans la décomposition harmonique et que les directions de phase indiquent des orientations contraires au sens du pendage, les discontinués de vitesses les plus marquées ne sont pas les limites du panneau plongeant. Interpréter cette direction de pendage comme résultante de contrastes intra-panneau plongeant semble donc envisageable. Cela ne signifie pas nécessairement que les sauts de vitesses dans le panneau plongeant sont d'amplitude plus importante que le contraste croûte-manteau, mais cela peut signifier que ces sauts sont plus abrupts ou moins pentés, et donc plus visibles. La baisse de visibilité du Moho à ces stations se fait donc au profit de la mise en évidence de directions

de pendages intra- panneau plongeant vers l'Ouest, proposées comme preuve de transformations de la croûte. Plus au nord, le long du profil CIFALPS 2, le panneau plongeant n'est pas imagé en tomographie (*Paul et al., 2022 ; Nouibat et al., 2022*). A priori, les limites du panneau plongeant ne produisent donc pas de variations de vitesses suffisamment marquées. Pourtant, en fonctions-récepteur, le Moho européen est visible jusqu'à 70 km de profondeur. Cette absence est-elle simplement due à une augmentation de pendage du panneau plongeant ? Ou observons-nous également des variations intra- panneau plongeant plus marquées que ses limites ? Les transformations proposées le long du profil CIFALPS sont-elles cylindriques (en N-S) à l'échelle de la chaîne ? Une perspective serait d'effectuer la même étude le long du profil CIFALPS 2 et vérifier ce qu'indiquent les directions de pendage associées aux conversions du panneau plongeant.

Discussion

Sommaire

I.	<i>Signature d'un front de transformation dans les vitesses des ondes de volume</i>	239
	A.	L'augmentation de vitesse de la transformation amphibolites vers granulites 239
	B.	L'apport de la thermocinétique sur les chemins pression-température..... 244
	1.	Configuration du code initié durant le workshop CLEEDI..... 245
	2.	Évaluation de la stabilité d'un état thermique de subduction 247
	3.	Taux de réaction et retard dû à la cinétique 248
	4.	Conclusion 250
II.	<i>Signature d'un front de transformation dans l'anisotropie des vitesses</i>	251
	A.	Le transfert d'échelle de l'anisotropie vers les images géophysiques 251
	B.	Propriétés sismiques de la transformation amphibolites vers granulites..... 255
III.	<i>L'épaisseur d'un front de réaction</i>	258
	A.	Dimensions des objets visibles en sismique 258
	B.	Dimensions des fronts de transformation sur le terrain 259
	C.	Les Alpes et l'Himalaya : une différence de deux ordres de grandeur..... 262
IV.	<i>Perspectives</i>	263
	A.	Une meilleure caractérisation des vitesses sismiques à l'échelle de l'agrégat 263
	B.	Une meilleure extrapolation des données pétrophysique 3D..... 264
	C.	Effectuer des modèles de propagation dynamique des ondes..... 265
	D.	Une modélisation thermocinétique transitoire 265

Pour récapituler les différentes approches de ce travail, nous avons d'abord, nous avons calculé les variations de vitesses sismiques « bulk » générées par les changements minéralogiques durant l'enfouissement de roches représentatives de la croûte inférieure européenne le long de profils pression-température typiques de zones de convergence. Nous avons étudié l'évolution de l'anisotropie des mêmes roches à l'échelle macroscopique en fonction de la pression et la température, à partir de mesures directes. Ces mesures ont été comparées aux calculs d'anisotropie couramment effectués à partir de cartographies des CPO à l'échelle de la lame mince. Le but ultime de ces exercices est de comprendre quelles propriétés contrôlent les vitesses sismiques effectives des roches à l'échelle kilométrique. Nous avons finalement tenté de déceler, à cette dernière échelle, l'anisotropie des roches dans les données de fonctions-récepteur à partir de leur décomposition harmonique.

Cette thèse se focalise en particulier sur la signature du sommet crustal du panneau plongeant européen vers 40 km de profondeur. On observe une hausse brutale des vitesses d'ondes S corrélée à une forte probabilité de présence d'interface dans la tomographie, et une conversion négative en moyenne dans les fonctions-récepteur « *stackées* ». Nous tentons de savoir dans quelle mesure ces signaux peuvent s'expliquer par un changement de minéralogie et de texture de la croûte continentale lors de son enfouissement. Les ordres de grandeur des signaux prédits par le calcul ou les mesures directes et les ordres de grandeur mesurés par la sismologie sont donc comparés et discutés dans la marge de leurs incertitudes respectives. Enfin, les dimensions des structures nécessaires pour être visibles en tomographie et fonctions-récepteur sont comparées aux échelles des analogues de terrain connus.

Je présente aussi ici un début de modélisation thermocinétique de zone de convergence pour évaluer de façon plus réaliste le profil thermique du panneau plongeant lors du passage de la subduction à la collision et les effets possibles de la cinétique de réaction sur la position effective d'un front de réaction.

I. Signature d'un front de transformation dans les vitesses des ondes de volume

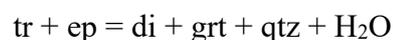
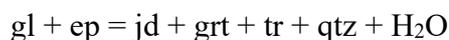
A. L'augmentation de vitesse de la transformation amphibolites vers granulites

L'augmentation de vitesse observée au sein du panneau plongeant dans le modèle de tomographie des ondes S (courte flèche noire Fig. 4.1C, *Nouibat et al., 2022*) et associée à une

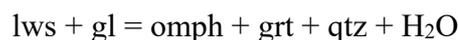
conversion positive ou négative selon les back-azimuths des événements utilisés dans le modèle de fonctions-récepteur (courte flèche noire, Fig. 4.1A et B, *Zhao et al., 2015*). Dans l'hypothèse où cette signature est imputable à des changements de propriétés des roches crustales, plusieurs scénarios de transformations des roches sont envisageables :

- 1) Les roches se sont enfouies le long d'un gradient froid. Le front de réaction observé correspond donc à la transformation du faciès des schistes bleus vers celui des éclogites, comme proposé par *Malusà et al. (2021)* par exemple. Seulement, d'après la thermodynamique, cette transformation se produit à des profondeurs plus grandes (à partir de 50 - 60 km) que l'augmentation de vitesse observée (25 à 45 km). Pour que cette transformation soit aujourd'hui visible à faible profondeur, il est donc nécessaire, qu'une fois réagies, les roches soient remontées de 10 à 20 km. Une telle exhumation impliquerait une dénudation et ou une délamination majeure du prisme collisionnel alpin depuis 30 Ma, ce qui n'est pas documenté à ma connaissance.
- 2) Les roches se sont enfouies le long d'un gradient plus chaud. Le front de réaction correspondrait alors à une transition du faciès des amphibolites vers celui des granulites. D'après la thermodynamique, la réaction est attendue en condition de base de croûte (vers 20 km et 800°C), soit à plus faibles profondeurs que l'augmentation de vitesse observée (25 - 45 km). Les effets de cinétique de réaction peuvent expliquer un front de réaction décalé en pression et donc plus profond.

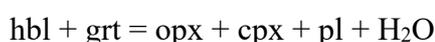
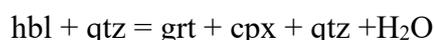
La transformation schiste-bleus vers éclogites se traduit par une série de réaction divariantes dans le système basique (*Evans, 1990*) :



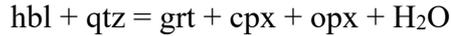
Ces réactions s'étalent sur une large gamme de pression et température selon la chimie des roches et se somment en :



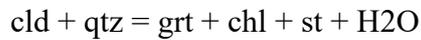
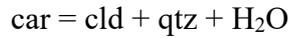
La transformation amphibolites vers granulites se traduit aussi pour une série de réaction dans le système basique (*Spear, 1989*) :



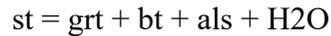
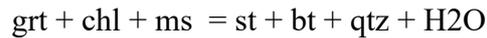
De même, ces réactions s'étalent entre 700 et 850°C et se somment en :



Dans le système felsique (KFMASH), le métamorphisme de haute pression s'exprime par les réactions suivantes à 500-600°C :



Puis à 600-700°C par :



Plutôt que le terme « front de réaction », nous choisissons donc d'employer le terme « front de transformation », plus approprié. Celui peut avoir une certaine épaisseur, (i) parce que les réactions divariantes s'étalent sur une gamme significative de température, (ii) parce que la cinétique de ces réactions peut les étaler le long du panneau plongeant.

Selon le scénario (1) d'éclogitisation, le front de transformation est « gelé » et remonté sans rétromorphose lors d'une hypothétique exhumation. A l'inverse, le scénario (2) de « granulitisation » est compatible avec un front en place, et qui pourrait même progresser encore vers des profondeurs plus faibles depuis l'arrêt de la convergence et le nécessaire rééquilibrage thermique du prisme.

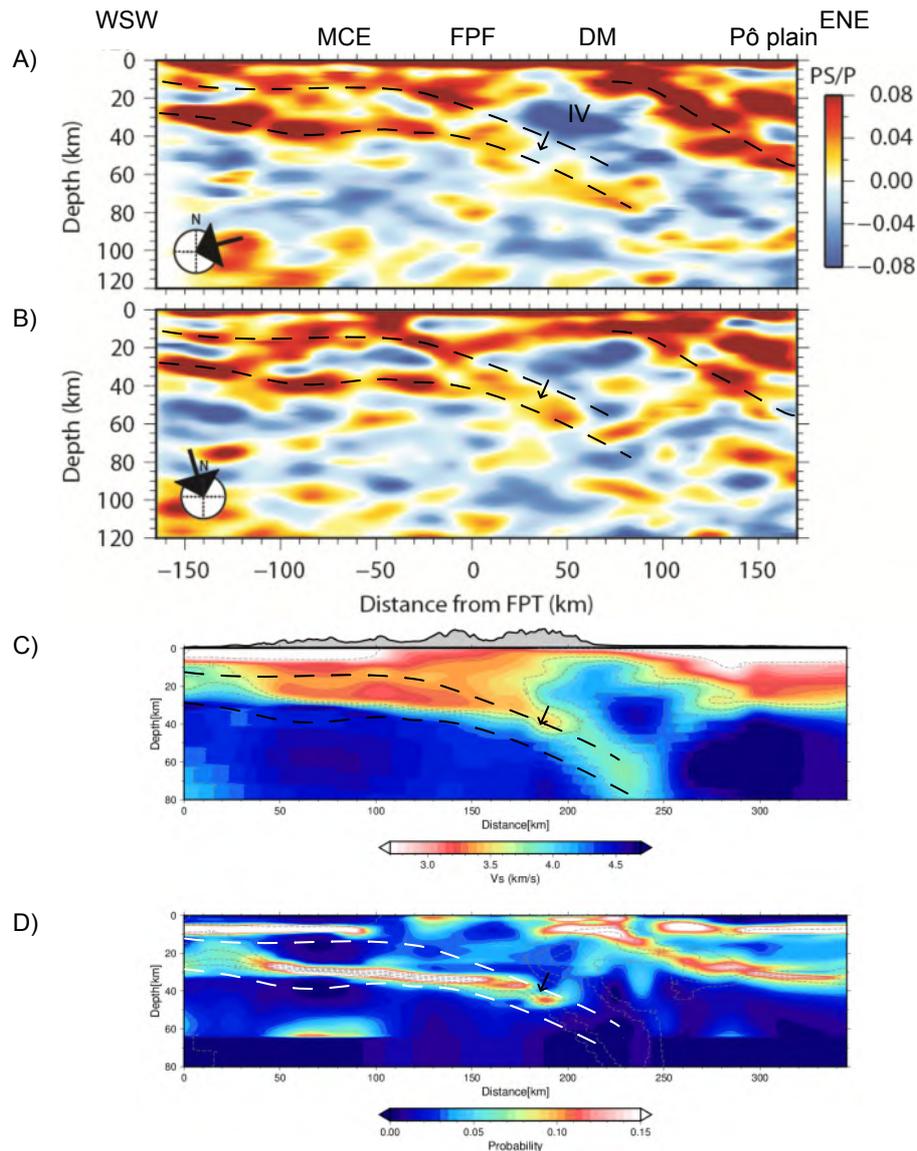


Figure 4.1 : Signature du front de transformation étudiée le long du profil CIFALPS, selon le modèle de fonctions-récepteur (A et B) et de tomographie des ondes S (C et D). A) Modèle en fonctions-récepteur ne considérant que des événements de back-azimuth ENE. B) Modèle en fonctions-récepteur ne considérant que des événements de back-azimuth NNW. C) Modèle de tomographie des ondes S. D) Probabilité de présence de contraste de vitesse dans le modèle C). Tous les modèles sont à la même échelle et alignés verticalement selon leur position le long du transect CIFALPS. Modifiée de *Zhao et al. (2015)* et *Nouibat et al. (2022)*.

Le calcul des changements de vitesses d'ondes S « bulk » attendus pour des réactions totales et instantanées, le long d'un gradient thermique statique montre que l'amplitude de l'augmentation de vitesse observée au sein du panneau plongeant peut être reproduite par la

transformation des roches depuis le faciès des amphibolites vers celui des granulites de haute pression (Fig. 4.2).

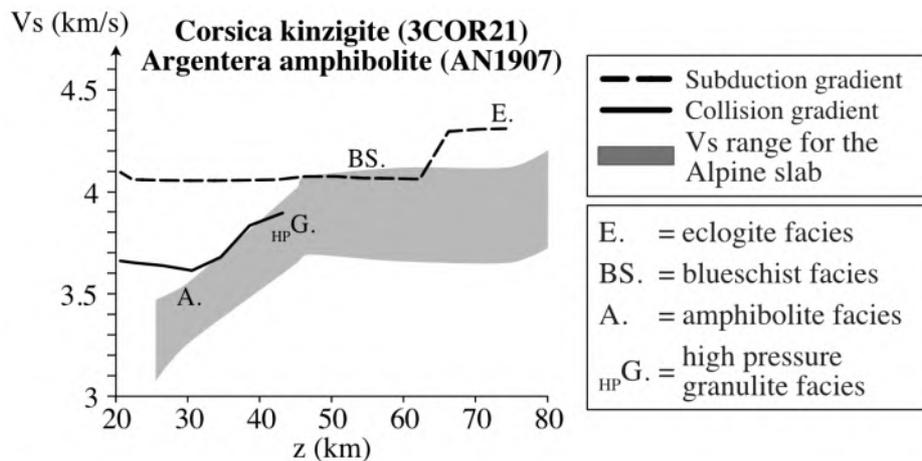


Figure 4.2 : Exemple de saut de vitesses des ondes S associées aux transformations de roches, comparés au profil de vitesse du panneau plongeant dans le modèle de tomographie. Le saut de vitesse à faible profondeur (30 - 40 km), le long du gradient de collision est dû à la transformation des roches du faciès amphibolites vers celui des granulites. Celui à plus grandes profondeurs (60-70 km), le long d'un gradient thermique de subduction, est dû à la transformation des roches du faciès des schistes bleus à celui des éclogites.

Toutefois, le calcul des vitesses bulk est effectué le long de gradients thermiques simplistes qui ne correspondent pas au profil thermique réel d'un panneau plongeant en zone de convergence. L'océan alpin était relativement étroit (400 à 700km), et s'est refermé lentement (à 1cm/an, *Agard et al., 2021*). Il est vraisemblable que le profil thermique du panneau plongeant alpin, pendant la subduction, ressemblait à celui des Cascades ou d'Amérique Central (profils les plus chauds, courbes grises et oranges, Fig. 4.3), puisqu'ils sont contraints par des paramètres proches des données alpines (par exemple, pendage de 20°, vitesse de convergence de 3 cm/an et épaisseur de croûte de 35 km, *Syracuse et al., 2010*).

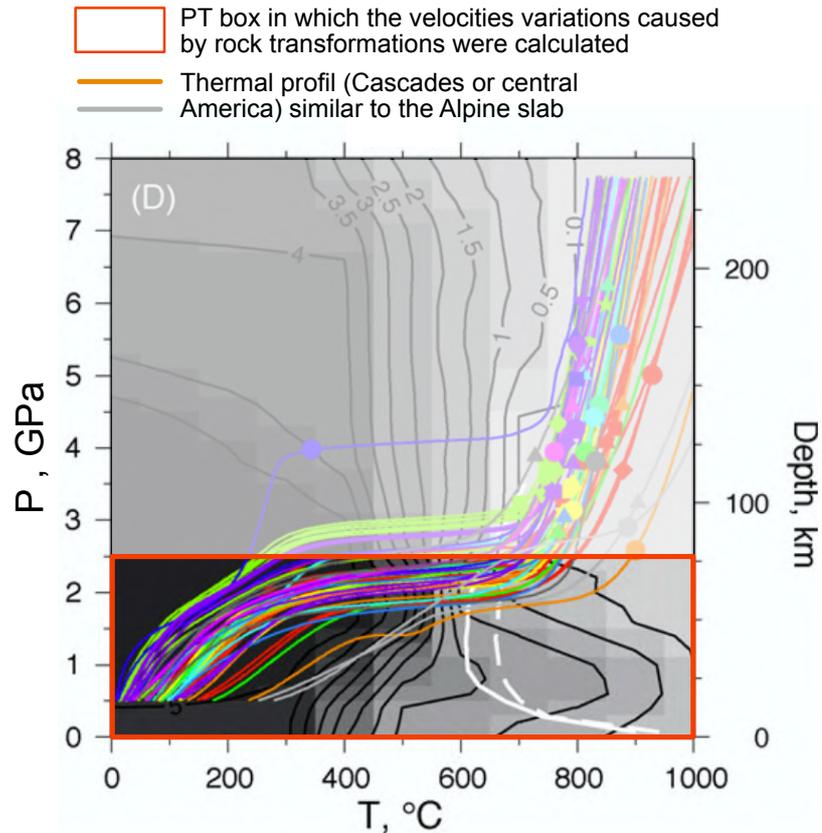


Figure 4.3 : Modélisation de trajectoires pression-température de la surface d'un panneau plongeant pour les zones subductions autour du Pacifique. Modifiée de *Syracuse et al. (2010)*.

Une approche thermocinétique modélisant un gradient thermique non plus stationnaire mais transitoire serait donc utile. D'une part, pour reproduire des profils thermiques similaires ; d'autre part, pour déterminer quelles conditions sont nécessaires pour déplacer un front de réaction de quelques kilomètres en profondeur le long du panneau plongeant.

B. L'apport de la thermocinétique sur les chemins pression-température

Lors de l'enfouissement des roches en subduction, il existe une compétition entre les vitesses de convergence (transport de chaleur par advection), les vitesses de ré-équilibre thermique (transport de chaleur par diffusion) et les vitesses de réaction. A cela se rajoute la cinétique des réactions, qui peuvent décaler et étaler les fronts de réaction par rapport à leur position prédite par la thermodynamique. Le principe d'un modèle thermocinétique est de reproduire ces effets, afin de prédire la position et l'étalement des transformations métamorphiques.

Dans notre cas, nous proposons un début de modélisation thermocinétique à partir de plusieurs états stationnaires en considérant un transfert de chaleur par advection et diffusion et

un modèle de *corner flow*. Les explications portant sur la construction du code et les équations utilisées sont données en annexe n°4.

A travers ce code, nous cherchons à évaluer l'échelle de temps sur laquelle il est possible de conserver un état thermique de subduction après l'implication de la marge continentale et la décroissance de la vitesse de convergence. Autrement-dit, en changeant seulement la vitesse de convergence (de 1 cm/an, vitesse de fermeture de l'océan alpin, à quasi 0 cm/an à l'actuel) est-il possible ou plus probable que la température à 40 km dans le panneau plongeant soit de 400°C ? Ou 800°C après 30 Ma ? Avec un modèle thermique fixé, de combien de kilomètre est-il possible de décaler un front de réaction en profondeur selon les paramètres cinétiques des réactions métamorphiques ?

Puisque nous nous intéressons à des transformations impliquant plusieurs réactions et que les cinétiques de réactions connues (énergie d'activation Ea et constante de vitesse de réaction $k0$) sont peu nombreuses, il n'est pas possible de modéliser la cinétique de chacune des réactions impliquées dans les deux transformations envisagées. Nous considérons donc que les roches ont une réactivité générale (une seule constante de réaction $k0$ et énergie d'activation Ea pour l'ensemble de la transformation).

1. Configuration du code initié durant le workshop CLEEDI

Ce code fait l'objet d'une collaboration avec Jean-Arthur Olive, chercheur au laboratoire de Géologie de l'ENS, et Kristel Chanard, chercheuse au laboratoire IPGP, initiée au cours d'un workshop pluridisciplinaire CLEEDI (*Collaborative exploration of Earth's deep interiors*), auquel j'ai participé en août 2022, avec Laetitia Le Pourhiet, chercheuse au laboratoire ISTeP.

Le modèle thermique (Fig. 4.4A) est résolu à partir de l'équation d'advection et de diffusion de chaleur pour un écoulement permanent en X et Z . Le code cherche donc le champ de température en X et Z dont une solution unique existe grâce aux conditions aux limites imposées.

Pour modéliser un écoulement de type *corner flow* (Fig. 4.4B), le modèle le plus simple est un écoulement bidimensionnel parallèle au panneau plongeant de part et d'autre de celui-ci, et horizontal et parallèle à la convergence sous la plaque supérieure (Long et Wirth, 2013). Pour cela, une solution analytique a été utilisée (e.g. McKenzie, 1979 ; Turcotte and Schubert, 1982) comme cela a déjà été le cas dans des modèles de structure de prismes thermiques (e.g. Kelemen et al., 2003).

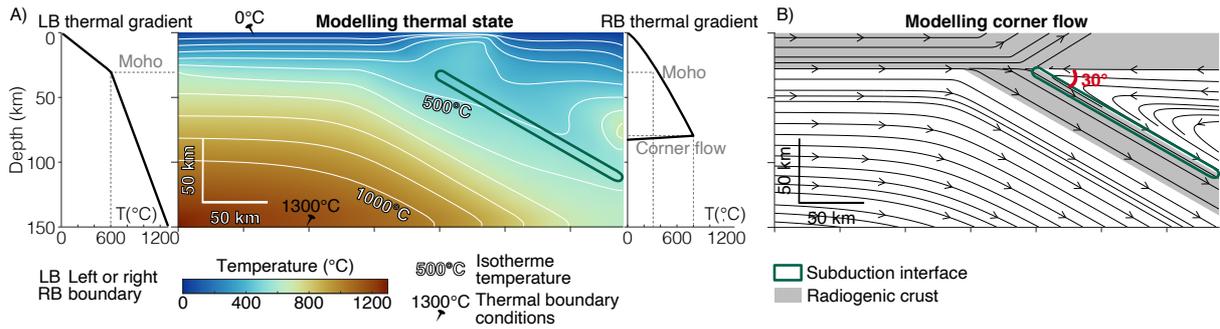


Figure 4.4 : Configuration du modèle. A) Modèle thermique et conditions aux limites. LB et RB désignent respectivement le bord gauche et droit de la boîte. La température à la base est fixée à 1300°C en dehors des zones de flux sortants, au sommet, à 0°C. Le bord gauche suit un gradient linéaire de croûte puis mantellique, au-delà de 30 km. Le bord droit suit un gradient influencé par la production radiogénique dans la croûte et jusqu'à la limite flux entrants/sortants. B) Modèle de flux, considérant une vitesse de convergence relative, un modèle de *corner flow* et du flux sortant au niveau de la fosse de subduction.

Puisque les transformations de propriétés étudiées sont attendues au sommet du panneau plongeant alpin, soit proche de l'interface de subduction, le modèle s'intéresse aux variations de température le long de cette interface et à ses conséquences cinétiques.

L'avancement de la réaction au cours du temps, le long de cette interface, est calculé à partir de la loi d'Avrami et la loi d'Arrhenius. La première décrit les transformations de phase dans les solides et s'exprime en fonction du temps t :

$$\xi = 1 - e^{-Kt^n}$$

Où ξ représente l'avancement de la réaction, n une valeur comprise entre 1 et 4 qui reflète la nature de la transformation modélisée et K une constante. La seconde décrit la dépendance de la vitesse de réaction à la température et peut s'écrire tel que :

$$k = k_0 * e^{-Ea/RT}$$

Où k est la constante de vitesse, A un facteur pré-exponentiel R la constante des gaz parfaits et Ea l'énergie d'activation. A partir de ces deux équations, l'avancement de la réaction au cours du temps (t) peut se calculer, pour $n = 1$, tel que :

$$\xi(t) = 1 - e^{-k_0 \int_0^t e^{\frac{-Ea}{RT}} dt}$$

En considérant $\xi(t_0) = 0$ et en exprimant la variation de température au cours du temps, on obtient une solution analytique de l'avancement de la réaction au cours du temps.

2. Évaluation de la stabilité d'un état thermique de subduction

Une première étude paramétrée est réalisée afin d'évaluer l'influence de la production de chaleur radiogénique, de la diffusivité et de la vitesse de convergence sur le champ de température. Pour cela, nous utilisons le nombre de Péclet (Pe), nombre adimensionnel, qui représente le rapport entre advection (la vitesse de convergence V x une distance caractéristique L) et transfert par diffusion (κ) :

$$Pe = \frac{L * V}{\kappa}$$

La figure 4.5 indique la température à 40 km de profondeur le long de l'interface de subduction pour une gamme de Pe et de productions radiogéniques crustales H (en W/m^3). En dessous d'une certaine valeur ($\log(Pe) < -1,5$) la structure thermique ne dépend pas de Pe et donc ne dépend pas non plus de la vitesse. Au-delà, l'interface de subduction est d'autant plus froide que Pe et donc la vitesse est grande, pour des productions radiogéniques supérieures à $10^{-6} W.m^{-3}$.

Puisque nous cherchons seulement à ralentir le système, sans modifier l'apport de chaleur par production radiogénique (pour reproduire le passage de la subduction continentale à la collision), nous nous intéressons aux valeurs de production radiogénique pour lesquelles (i) un état thermique de subduction peut être obtenu pour des hautes vitesses de convergence et (ii) un gradient à l'équilibre pour une vitesse de convergence quasi nulle.

Une production de $1,1.10^{-6} W/m^3$ (n°3, Fig. 4.5) permet d'atteindre $800^\circ C$ à 40 km en régime de collision et $650^\circ C$ en régime de subduction.

Les moyennes de production radiogénique estimées pour une croûte globale de 30 à 40 km d'épaisseur se situent entre 1 et $0,7.10^{-6} W/m^3$ (Gibert *et al.*, 2003 ; Jaupart *et al.*, 2016). La valeur de $1,1.10^{-6} W/m^3$ est donc raisonnable pour une marge continentale jeune telle que la marge européenne. L'allure des isothermes montre que le système a tendance à se réchauffer à mesure que la vitesse de convergence ralentit, jusqu'à un rapport d'équilibre entre vitesse de convergence et diffusion ($\log(Pe) = -1,5$), où l'état thermique ne dépend plus de la vitesse (ligne en pointillés, Fig. 4.5).

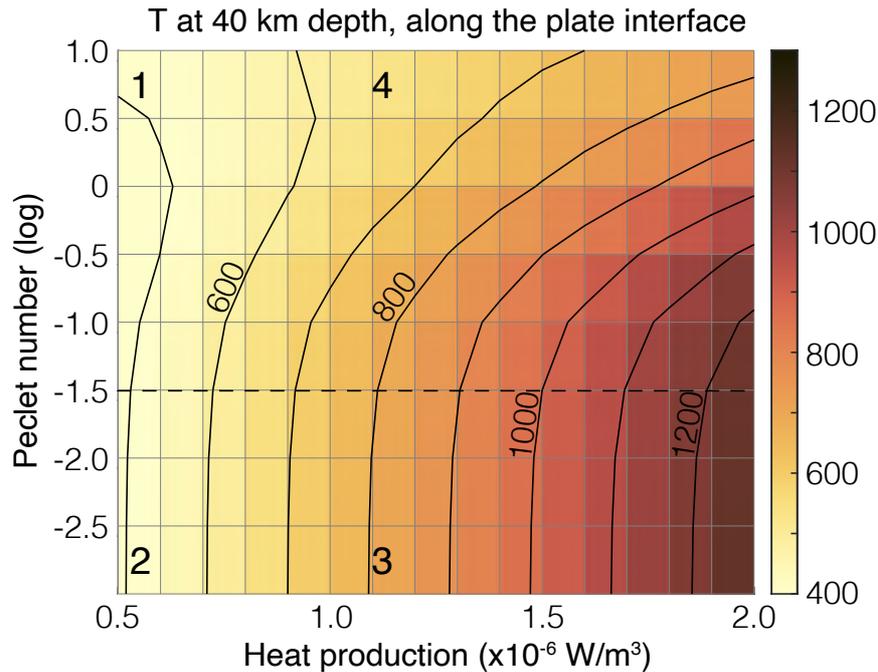


Figure 4.5 : Variation de la température à 40km de profondeur, le long de l’interface, en fonction du nombre de Péclet (en log) et de la production radiogénique. Les courbes noires correspondent à des isothermes en °C, de même que la barre de couleur. Les numéros indiquent des points d’intérêt discutés dans le texte et la ligne en pointillés, la limite en-dessous de laquelle le système thermique est stable.

3. Taux de réaction et retard dû à la cinétique

Pour évaluer la cinétique de réaction et en particulier quantifier le décalage possible du front de transformation le long du panneau plongeant, pour la transformation amphibolites vers granulites, nous fixons donc la production radiogénique égale à $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ W/m}^3$ et la diffusivité à $0,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

C. Les énergies d’activation testées sont comprises entre 100 et 500 kJ/mol. Les constantes de vitesse de réaction se répartissent entre $10^{-8} / \text{an}$ et $10^{-4} / \text{an}$, soit dans la gamme haute des taux de réaction nets que proposent *Baxter et al. (2003)* ou *Hétényi et al. (2021)* pour l’éclogitisation notamment (cadres bleus et rouge, Fig. 4.6).

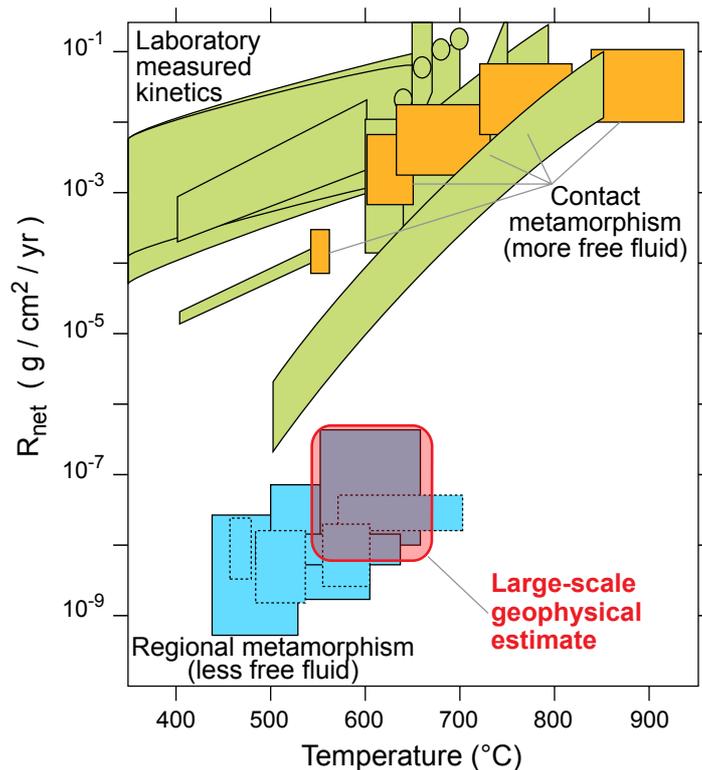


Figure 4.6 : Aperçu des taux de transformation métamorphique, pour différentes échelles spatiales et des systèmes chauds ($> 400^{\circ}\text{C}$). A petites échelles spatiales (10^{-5} à 10^1m , formes jaunes, vertes et bleues) et à grandes échelles spatiales (10^4 à 10^5 m) et moyennés sur de longues échelles de temps ($\sim 1\text{ Ma}$, cadre rouge). Ce cadre représente l'éclogitisation de la croûte inférieure indienne partiellement hydratée le long d'un chemin prograde, ainsi que sa densification et sa déshydratation complète, concordent avec la tendance métamorphique régionale. Modifiée de *Hetényi et al. (2021)* et *Baxter et al. (2003)*.

Pour une vitesse de 1cm/an , vitesse de fermeture de l'océan alpin, on observe une large gamme d'énergie d'activation sur laquelle la réaction n'a pas lieu (de 150 à 450 kJ/mol , Fig. 4.7A). Le décalage en profondeur du front de réaction a donc la valeur maximale possible (80km , Fig. 4.7B). Pour une vitesse quasi nulle ($1\mu\text{m/an}$), cette gamme d'énergie d'activation est déplacée vers des énergies plus élevées (de 200 à plus de 500 kJ/mol , Fig. 4.7C), le décalage du front de réaction est plus graduel et atteint des valeurs de 5 à 15 km pour une énergie d'activation moyenne autour de 250 kJ/mol (Fig. 4.7D).

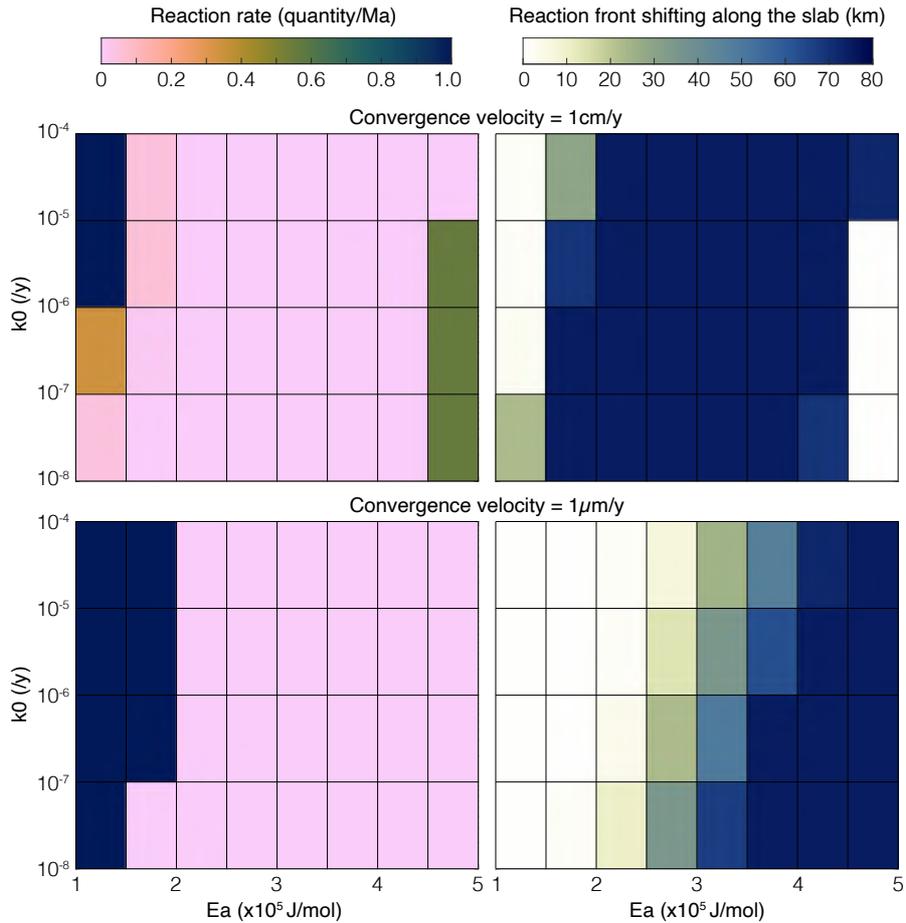


Figure 4.7 : Variations de la vitesse de réaction et de la profondeur du front de réaction selon les paramètres cinétique (k_0 et E_a) pour une vitesse de convergence de 1 cm/an et quasi-nulle ($1\mu\text{m}/\text{an}$).

4. Conclusion

Interpréter le saut de vitesse observé dans le panneau plongeant alpin comme la transformation des roches du faciès des amphibolites à celui des granulites implique que les roches suivent un gradient thermique relaxé ($30^\circ\text{C}/\text{km}$), soit des températures de $700\text{-}800^\circ\text{C}$ à 40 km, ce qui peut être facilement atteint pour une production radiogénique moyenne de croûte continentale (Jaupart et al. 2016), dès lors que la convergence ralentit. Le maintien d'un état thermique froid, de subduction, avec le ralentissement de la convergence n'est pas impossible mais, d'après notre modèle, nécessite des conditions très particulières.

Le temps caractéristique de ré-équilibrage thermique d'un système de subduction et de l'ordre de 7 Ma pour un panneau plongeant froid de 30 km d'épaisseur (Syracuse et al., 2010). Les cartes de flux de chaleur dans les Alpes (e.g. Pasquale et al., 2012 et 2014 ; Speranza et

al., 2016) montrent des valeurs locales proches de celles de la lithosphère continentale stable et loin des orogénèses (60 mW/m^2). Ces valeurs suggèrent que l'état thermique des Alpes occidentales n'est plus celui d'une zone de subduction. Par ailleurs, les effets de cinétique peuvent expliquer pourquoi cette transformation est imagée entre 5 et 15 km plus profond que ce que prédit la thermodynamique. Il semble donc plus simple d'expliquer le saut de vitesse observé par la transition amphibolites-granulites retardée par la cinétique le long d'un profil thermique d'interface relaxé ou partiellement relaxé, que par la transition schistes-bleus-éclogite, qui nécessiterait à la fois des conditions extrêmement froides préservées ou une métastabilité importante ET une exhumation syn-collisionnelle significative. Cette conclusion reste conciliable avec une sismicité dans le coin mantellique, qui n'est pas une preuve univoque d'une racine crustale froide sous les Alpes. Des péridotites à chlorite, dans un environnement chaud (800 à 1,3 GPa, *Fumagalli et Poli, 2005*) peuvent se comporter de façon cassante, comme les serpentinites dans un environnement froid (650-700°C à 2 GPa, *Fumagalli et Poli, 2005*).

II. Signature d'un front de transformation dans l'anisotropie des vitesses

La transformation des roches du faciès des amphibolites à celui des granulites s'exprime par une augmentation de vitesse « bulk ». Qu'en est-il de l'anisotropie ?

A. Le transfert d'échelle de l'anisotropie vers les images géophysiques

Les mesures pétrophysiques 3D indiquent que les roches peuvent préserver jusqu'à 10% d'anisotropie à 1,3 GPa et 800°C (Fig. 4.8A). Cette anisotropie résulte en partie de l'anisotropie intrinsèque, liée au développement de CPO (double flèche orange, Fig. 4.8B). Une autre partie de l'anisotropie provient de l'effet de la texture (litage et SPO) à l'échelle de l'échantillon, dont l'effet maximal peut-être estimé via la différence entre le minimum de vitesses selon la moyenne de Reuss et le maximum selon la moyenne de Voigt (double flèche grise, Fig. 4.8B). L'anisotropie effective réelle est évaluée par la différence entre les vitesses maximales et minimales mesurées en 3D (double flèche noire, Fig. 4.8B). Si celle-ci se situe entre les deux estimations, alors le développement d'une SPO renforce l'anisotropie intrinsèque, ce que montrent nos résultats. Si l'anisotropie effective réelle se situe en dessous de l'anisotropie intrinsèque, alors l'effet de la SPO atténue l'anisotropie, comme le montre *Almqvist et Mainprice, (2017)*.

A l'échelle sismique, il est difficile d'appréhender l'effet de la superposition de plusieurs textures.

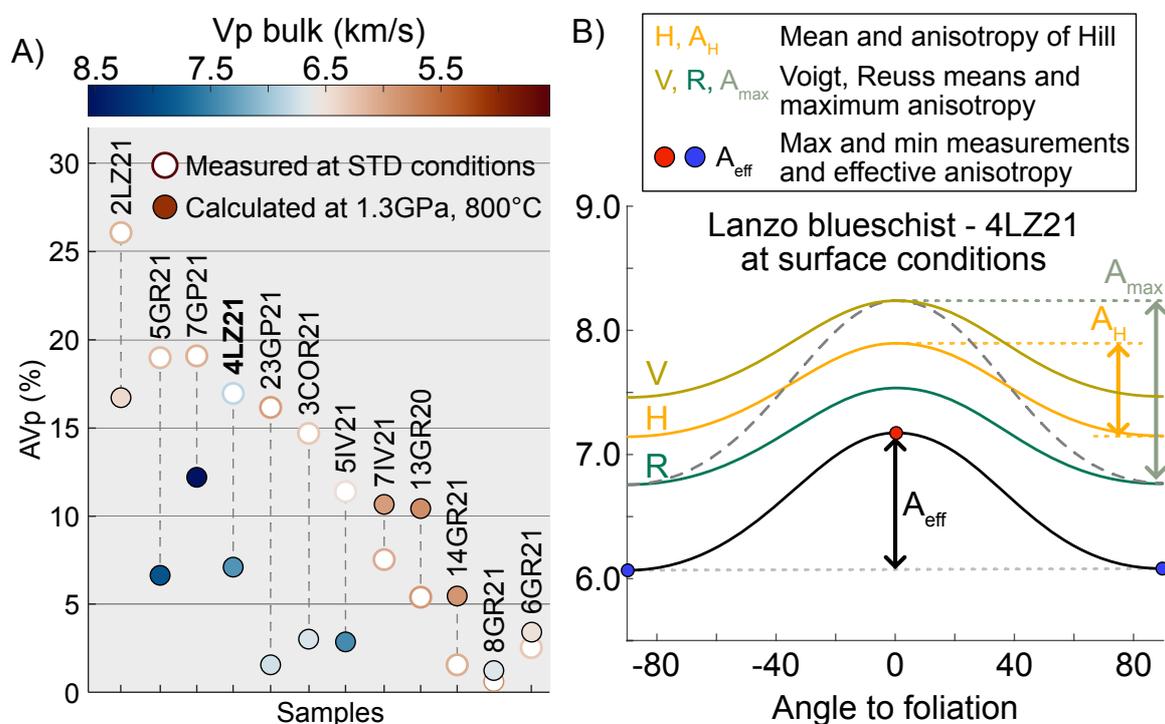


Figure 4.8 : Variations d'anisotropie des roches et de vitesses moyennes (A) aux conditions en profondeur et en surface, à partir de mesures directes, et (B) comparée aux anisotropies intrinsèques calculées, pour le schiste bleu de Lanzo.

Dans le modèle de tomographie de *Nouibat et al. (2022)*, la zone de forte augmentation de vitesse ciblée par notre étude correspond à une forte probabilité de présence de contraste (flèche noire, Fig. 4.10A et courbe en pointillés noirs, Fig. 4.10E), même plus élevée que les limites du panneau plongeant elles-mêmes à cet endroit. Cette structure n'est pas parallèle aux limites du panneau plongeant mais pend à l'opposé de celui-ci (flèche noire, Fig. 4.10A et courbe en pointillés noirs, Fig. 4.10E). Dans le modèle de fonctions-récepteur de *Paul et al. (2022)*, issu du même jeu de données que le modèle tomographique, cette même zone indique une atténuation de la conversion positive (flèche noire, Fig. 4.11B). La zone de conversion positive ne suit pas la limite supposée du slab, mais pend elle aussi vers l'Ouest. Les réflecteurs positifs de part et d'autre de la zone ciblée (flèches en pointillés, Fig. 4.10B) indiquent cette même orientation et diffèrent de l'orientation des conversions associées au Moho européen, qui

suivent les limites du panneau plongeant (conversion rouge qui marque le Moho, Fig. 4.10B). Dans le modèle de fonctions-récepteur de *Zhao et al. (2015)*, selon que la zone ciblée est éclairée du nord (flèche noire, Fig. 4.10B), ou de l'Est (flèche noire, Fig. 4.10C), cette conversion apparaît respectivement positive ou négative. De part et d'autre de cette zone, quelques soient les modèles, les conversions sont toujours positives (patches rouges, Fig. 4.10D) et de pendage opposé à celui du panneau.

Il semble qu'il existe une corrélation forte entre l'augmentation de vitesse, la forte probabilité de contraste de vitesse, le changement de signe dans la conversion (Fig. 4.10D). et les pendages apparents opposés à celui du slab. On observe aussi des contrastes plus abrupts (moins diffus spatialement) et moins pentés, que les limites du panneau, elles-mêmes. Ces orientations ne proviennent pas du corps d'Ivrée, qui, situé juste au-dessus, pourrait introduire un biais dans le signal l'anisotropie du panneau plongeant, puisque son apparence ne semble pas (ou peu) dépendre des back-azimuths (3, Fig. 4.10B ou IV, Fig. 4.10C et D).

Cette signature sismique peut-elle être due à la réaction (même partielle) de la partie crustale du panneau plongeant ? Un front de réaction possible est représenté en figure 4.10E, affectant l'épaisseur du slab, opposé au pendage du panneau et localisé à l'endroit où la probabilité de contraste est la plus élevée. Quelles propriétés de la transformation présumée connaissons-nous ? Seraient-elles compatibles avec cette signature sismique ?

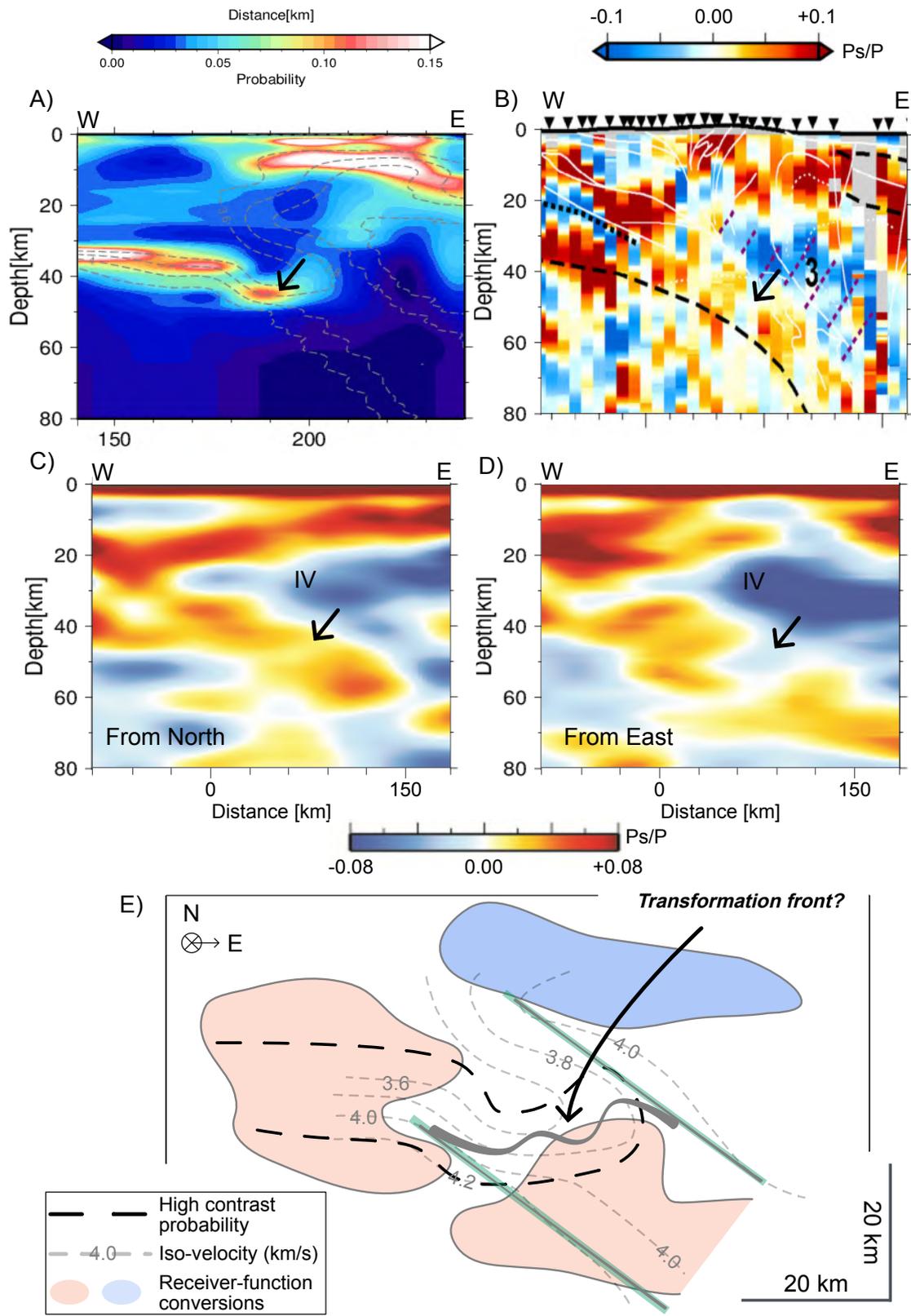


Figure 4.10 : Corrélation entre fonctions-récepteur et modèle tomographique au sein du panneau plongeant, à l'endroit de la transformation présumée des roches. A) Modèle de probabilité de présence de contraste de vitesse dans le modèle de tomographie des ondes S, de

Nouibat et al. (2022). B) Modèle de fonctions-récepteur issu du même jeu de données que le modèle tomographique par Paul et al. (2022). C) Modèle de fonctions-récepteur de Zhao et al. (2015) pour des back-azimuths venant du Nord. D) Idem que C) pour des back-azimuths venant de l'Est. La flèche noire dans les modèles pointe la même zone. E) Juxtaposition des conversions communes aux modèles de fonctions-récepteur (patchs bleu et rouge), de l'augmentation de vitesse dans le modèle tomographique (courbe pointillés gris) et de la probabilité de contraste de vitesse (courbe pointillés noirs). Le trait gris épais représente un possible front de transformation, orienté à travers l'épaisseur du slab et localisé à l'endroit où la probabilité de contraste est la plus élevée.

B. Propriétés sismiques de la transformation amphibolites vers granulites

Le calcul des vitesses sismiques *bulk* montre que la transformation amphibolites vers granulites reproduit l'augmentation de vitesse observée en tomographie (courbes bleues, Fig. 4.11B), puisque des minéraux, dont la vitesse intrinsèque est faible (la hornblende $V_s = 3,60$ km/s, *Abers et Hackers, 2016*), se déstabilisent au profit de minéraux dont la vitesse intrinsèque est élevée (grenat $V_s = 4,36$ à $5,12$ km/s et diopside $V_s = 4,44$ km/s, *Abers et Hackers, 2016*). Cette transformation est attendue à plus faible profondeur mais notre approche thermocinétique démontre qu'il est possible de décaler un front de réaction de quelques kilomètres ou dizaine de kilomètres en profondeur (Fig. 4.7).

A travers la décomposition harmonique, nous montrons que la baisse de visibilité du Moho aux stations à l'aplomb du panneau plongeant, se fait au profit de la mise en évidence de d'une direction rapide intra- panneau plongeant et orientée perpendiculairement à son pendage (Fig. 3.25 et courbe grise épaisse, Fig. 4.11A). Nous montrons que cette augmentation de vitesse est plus abrupte que le contraste de vitesse au Moho (représentée par la courbe bleue continue, Fig. 4.11B).

Les mesures directes montrent que des roches riches en amphiboles ou micas (schiste bleu de Lanzo ou kinzigite de Corse) peuvent présenter des anisotropies de 7% à 3% (Fig. 2.12), principalement causée par le développement conjoint d'une CPO et d'un litage des amphiboles et des micas (Fig. 2.21 et 2.7). La différence attendue entre anisotropie intrinsèque et effective est plus importante dans les roches du faciès des amphibolites (écart entre les courbes rouges, Fig. 4.11C), où litage et CPO se renforcent, que dans les granulites où l'anisotropie résulte surtout de l'anisotropie intrinsèque (écart nul entre les courbes rouges, Fig. 4.11C), comme le montrent les mesures sur les échantillons de charnockites par exemple (Fig. 2.11).

Par ailleurs, la littérature prédit une perte d'anisotropie intrinsèque (baisse de la courbe rouge en pointillés, Fig. 4.10C), due à la déstabilisation de la hornblende (AVp_{max} intrinsèque $\sim 34\%$, Fig. 1.9, Barberini et al., 2007 ; Tatham et al. ; 2008 ; Ji et al., 2013). Au niveau du front de transformation, l'anisotropie totale est, elle aussi, sujet à diminuer de façon transitoire (« anisotropy drop », Fig. 4.11C), en raison de la superposition de textures héritées et nouvellement formées non co-planaires (Zertani et al., 2019).

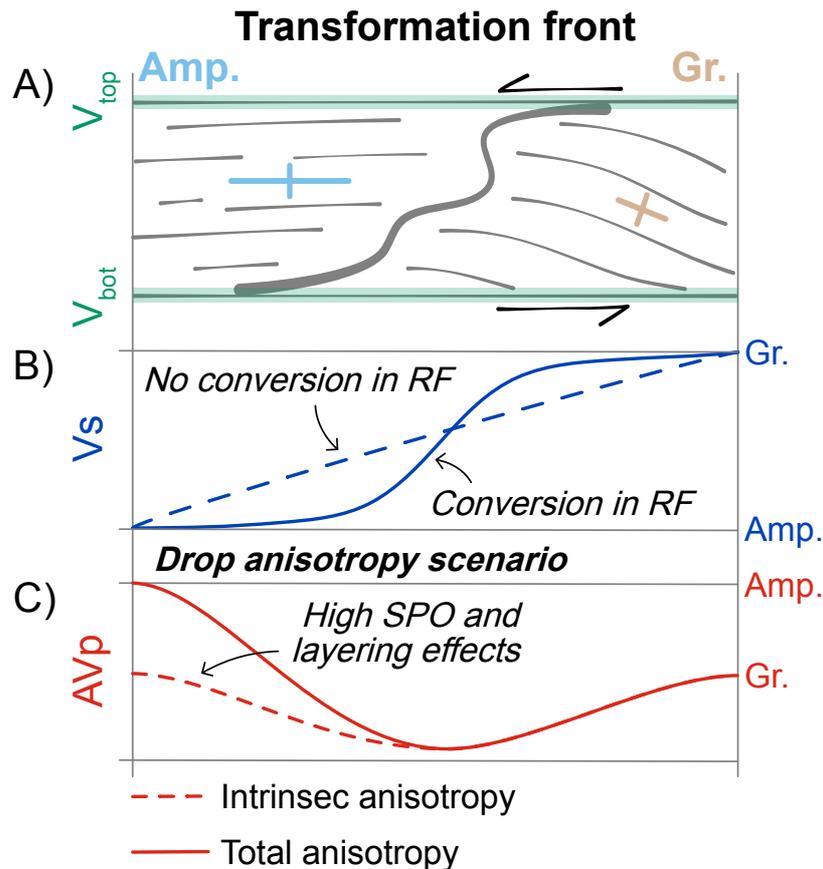


Figure 4.11 : Propriétés attendues d'un front de transformation du faciès des amphibolites à celui des granulites, en coupe au sein d'un panneau plongeant, basées sur nos résultats A) et B) et prédit par la littérature C). A) Schéma de transformation possible au sein du panneau plongeant. L'orientation des structures est déduite des résultats de décomposition harmonique. La base et le sommet du panneau produisent des contrastes moins abrupts avec le manteau encaissant que la transformation intra-panneau. B) Augmentation de vitesse des ondes S à travers le front. Pour être observable dans les données de fonctions-récepteur, la variation de vitesse doit être suffisamment abrupte (courbe pleine bleue). C) Variations de l'anisotropie

intrinsèque (courbe pleine rouge) et de l'anisotropie effective/globale (courbe en pointillés rouge) à travers le front.

Un front de transformation tel que celui envisagé a donc des caractéristiques compatibles avec les structures imagées, tant en tomographie, qu'en fonctions-récepteur. Nous proposons que cette zone de forte probabilité de présence d'interface soit la zone de réaction elle-même. En tomographie, dans la mesure où le modèle initial est structuré en couches horizontales et que la vitesse déterminée en un point donné est la même pour tous les rais séquents, l'anisotropie du milieu de propagation génère du bruit. Ainsi, les faibles probabilités de part et d'autre peuvent être due, en amont, à l'anisotropie des roches du faciès des amphibolites (trait gris parallèle au panneau et croix bleu ciel, Fig. 4.12), qui brouillent le signal « bulk », et en aval, au pendage du panneau plongeant et au faible contraste de vitesse entre les roches du faciès des granulites (sigmoïdes grises et croix beige, Fig. 4.11C) et le manteau encaissant (ligne verte, Fig. 4.11C).

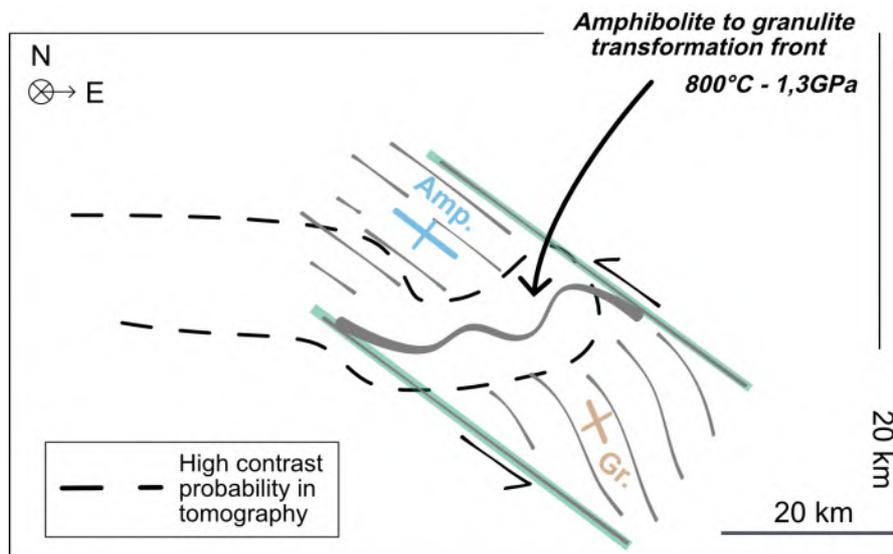


Figure 4.12 : Proposition d'explication de la signature sismique du panneau plongeant par la transformation des roches du faciès des amphibolites à celui des granulites.

Cette proposition d'interprétation permet d'expliquer de nombreuses caractéristiques de la signature sismique de cette zone au sein du panneau plongeant. Nos résultats ne permettent pas d'exclure l'hypothèse d'une « marche d'escalier » dans le panneau plongeant, et non une transformation de celui-ci. Cependant, cette morphologie impliquerait un jeu de faille très abrupte et à 40km de profondeur. En Himalaya, la re-localisation de séismes en profondeur

(bien que ces données soient encore sujet à débat, e.g. *Monsalve et al., 2009* ; *Schulte-Pelkum et al., 2019*), montre que la croûte inférieure continentale peut être cassante à ces profondeurs. Dans les Alpes, aucun séisme n'est localisé à cet endroit, ils se concentrent tous dans le coin mantellique, et aucune donnée de surface ne suggère de faille ancrée si profond. Toutes les grandes failles alpines (Front Pennique et éventuels décollement frontaux) semblent plutôt s'enraciner au sommet de la croûte inférieure. Ainsi, il semble peu probable qu'à cet endroit, le panneau plongeant soit « cassé », permettant cette morphologie en « marche d'escalier ».

Plusieurs arguments convergent donc en faveur d'une transformation du panneau plongeant. Pour qu'elle soit imagée tant en fonctions-récepteur qu'en tomographie, quelle doit être la taille de cette structure ? Quelle est l'amplitude et l'épaisseur caractéristique d'un contraste résolu en tomographie ? En fonctions-récepteur ?

III. L'épaisseur d'un front de réaction

A. Dimensions des objets visibles en sismique

La visibilité des contrastes de vitesse est fonction de leur amplitude et de la distance sur laquelle ils ont lieu. En tomographie, si le contraste de vitesse s'étale sur une distance supérieure à celle de la longueur d'onde sismique (c'est-à-dire quelques kilomètres), celui-ci est résolu et l'épaisseur apparente correspond à l'épaisseur réelle. A l'inverse, si ce contraste a lieu sur une distance plus courte que sa longueur d'onde, la tomographie étale ce contraste. Dans ce cas, l'épaisseur apparente est supérieure à l'épaisseur réelle. A travers cette méthode d'imagerie, on ne peut donc pas faire la différence entre un saut de vitesse se produisant sur quelques centaines de mètres ou sur quelques kilomètres.

Dans les fonctions-récepteur, un contraste de vitesse génère une conversion. Pour que la conversion ait lieu, outre une direction de propagation non perpendiculaire à l'interface, le contraste doit cette fois se localiser sur une épaisseur significativement inférieure à la longueur d'onde. En effet, si le contraste s'étale sur une longueur plus grande, aucune conversion n'a lieu. Puisque les ondes de volume ont une longueur d'onde kilométrique, si le front de réaction a une épaisseur caractéristique de quelques centaines de mètres ou moins, celui est nettement visible dans les fonctions-récepteur (Fig. 4.11A). S'il est de la taille de la longueur d'onde, sa visibilité est moins franche (Fig. 4.11B), tandis qu'au-delà (Fig. 4.11C), aucune conversion n'est générée.

Si la conversion positive observée dans les données de FR et le saut de vitesse révélé par la tomographie sont dus à un front de transformation intra-slab, alors celui-ci doit avoir une épaisseur caractéristique de l'ordre du km pour être résolu par les deux méthodes.

A quoi ressemble un front de transformation sur le terrain ? Peut-il prétendre à ces dimensions ?

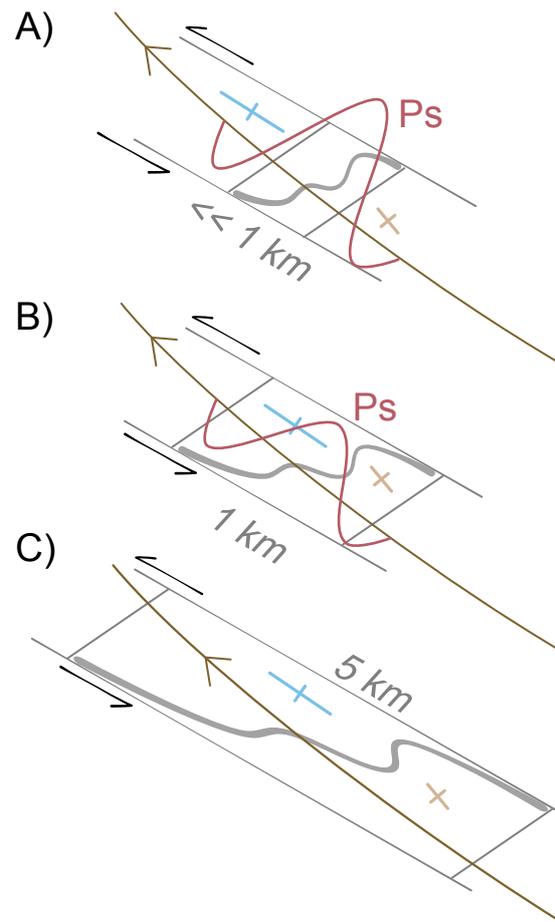


Figure 4.12 : La longueur sur laquelle le front de réaction s'étale détermine sa visibilité dans les données de fonctions-récepteur. A) Front de réaction étroit, inférieur à la plus petite longueur d'onde sismique et donc visible en fonctions-récepteur. B) Front de réaction du même ordre de grandeur que la plus petite longueur d'onde sismique. C) Front de réaction d'une épaisseur supérieure à la plus petite longueur d'onde sismique, ne produisant pas de conversion.

B. Dimensions des fronts de transformation sur le terrain

En Himalaya, l'éclogitisation de la croûte inférieure sous le plateau tibétain est déduite des observations géophysiques (e.g. *Nabelek et al., 2009*). Les séismes localisés entre 50 et 80

km de profondeur (*Monsalve et al., 2006*) ont été associés aux réactions de déshydratation impliquées dans métamorphisme du faciès éclogitique, coïncidant avec l'augmentation de densité de la croûte, révélée par les anomalies de gravité (*Hétényi et al., 2019 et 2021*). En comparaison aux prédictions des grilles pression-température-densité théoriques, ce métamorphisme est retardé tant que les premières réactions de déshydratation ne sont pas atteintes. Selon les modèles, ce front de transformation s'étend sur une distance de 20 à 150 km.

Les Calédonides ont eu une envergure (spatiale et temporelle) similaire à celle de l'Himalaya (*Andersen, 1993 ; Andersen et al., 2002 ; Labrousse et al., 2010*). Les structures profondes et exhumées sont donc susceptibles de constituer de bons analogues à celles enfouies sous le Tibet (*Jackson et al., 2004 ; Ladenberger et al., 2009 ; Labrousse et al., 2010*). L'éclogitisation partielle des granulites d'Holsnøy est localisée le long de bandes de cisaillement d'échelle kilométrique, sur une portion de croûte inférieure de moins de 10 km d'épaisseur (e.g *Austrheim et al., 1996 ; Labrousse et al., 2010 ; Zertani et al., 2019b*). La juxtaposition de ces deux lithologies produit de tels contrastes de vitesses sismiques (7,1 km/s pour les granulites à 7,8-8,1 km/s pour les éclogites, à 700°C et 2GPa, à partir de la base de données d'*Hacker et Abers, 2004*, d'après *Labrousse et al., 2010*), que cette unité génèrerait une conversion en fonctions-récepteur.

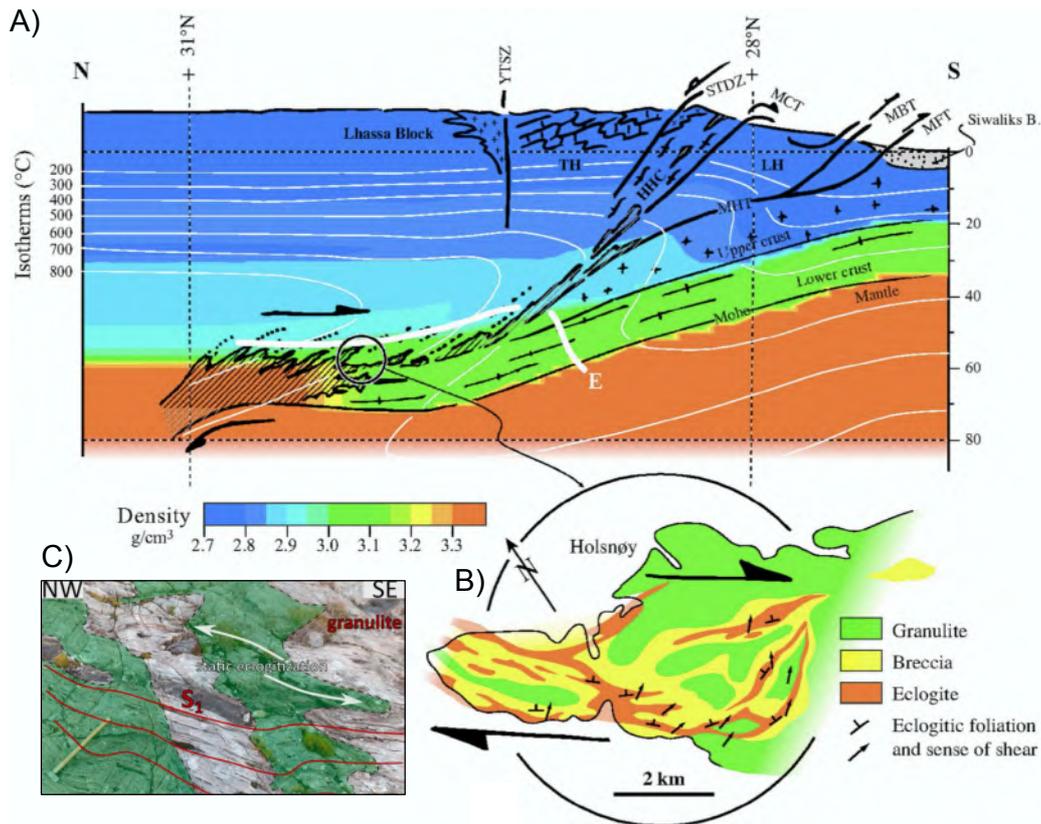


Figure 4.13 : Analogie d'échelle entre les bandes d'éclogitisation d'Holsnøy et le front d'éclogitisation de la croûte inférieure indienne. A) Interprétation du profil de fonctions-récepteur à travers l'Himalaya népalais (Nabelek et al., 2009 ; Hetényi et al., 2007), dans le sud du Tibet. La densité et la structure thermique sont compatibles avec les anomalies gravimétriques (Hetényi et al., 2007). La partie hachurée est éclogitisée. La limite supérieure du faciès des éclogites est déduite des champs PT de Hétényi et al., (2007). C) Carte de l'île de Holsnøy, dans l'Arc de Bergen. Granulites vierges : cpx + opx + gt + pl. « Breccia » : éclogites partiellement éclogitisées. Zone complètement transformée : omp + gt + phe ± ky. D'après Austrheim et al. (1996). Sens de foliation et de cisaillement d'après Raimbourg et al. (2005). C) Photo de zones de cisaillement typiques d'éclogitisation sur Holsnøy. Les éclogites sont représentées en vert dans la matrice granulitique. S1 correspond à la foliation de la granulite. Le marteau fourni une échelle de taille. Issue de Labrousse et al. (2010) et Zertani et al. (2019b).

Je n'ai pas connaissance de terrains montrant la transition prograde amphibolites-granulites. Ceci s'explique sans doute par la faible probabilité que les unités affectées soient préservées des stades métamorphiques ultérieurs. Si on considère qu'Holsnøy est un exemple

de transformation prograde transposable à notre cas, alors on peut s'attendre à ce que le front de réaction amphibolite-granulite soit lui aussi d'échelle kilométrique.

C. Les Alpes et l'Himalaya : une différence de deux ordres de grandeur

Que ce soit la transformation granulite vers éclogite, ou la transformation amphibolite vers granulite, toutes deux sont (i) constituées de plusieurs réactions (mentionnées plus haut), (ii) divariantes et (iii) éventuellement métastables. Ces caractéristiques impliquent donc que le front de transformation a une certaine épaisseur.

Cependant la transformation des amphibolites vers les granulites correspond en plus à une réaction de déshydratation, dont la morphologie (largeur et vitesse de réaction) est dépendante de la pression de fluides (*Leclère et al., 2018*). A l'échelle centimétrique, plus la pression de fluides est faible, plus le front de réaction est diffus, large mais progresse rapidement. A l'inverse, une pression de fluides élevée produit un front de réaction étroit, qui progresse lentement.

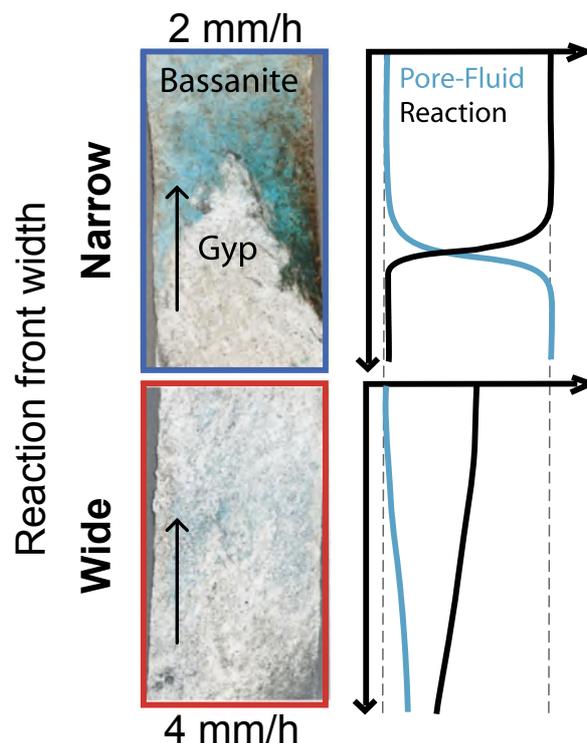


Figure 4.14 : Morphologie d'un front de réaction à partir de données expérimentales et observations microstructurales. La flèche indique le sens dans lequel a lieu la réaction. Le développement d'un front de réaction étroit (*narrow*, cadre bleu) est contrôlé par une pression de fluide élevée et une faible vitesse de migration du front (2mm/h), tandis qu'une pression de

fluide faible développe un front diffus (wide, cadre rouge) pour une vitesse du front de réaction élevée (4mm/h). Modifiée de *Leclère et al. (2018)*.

La différence d'épaisseur du front de réaction entre la croûte indienne et européenne réside donc dans les différences cumulées à l'échelle de l'orogène. Le tableau 4.1 synthétise ces différences. L'Himalaya, grand orogène (30 km d'épaisseur crustale), froid, rapide (convergence de 5cm/an) et sec, développe des fronts de transformation sur une centaine de kilomètre, tandis que les Alpes, petit orogène, chaud, lent (>1cm/an) et hydraté, développe des fronts de transformation deux ordres de grandeurs plus petits, localisés.

Transformation	Référence	Orogène	Nature de croûte	V	A	Métastabilité	Age du craton	Vitesse de collision	Epaisseur crustale	LTR
Granulites / Eclogites	Hétenyi et al., 2021	Himalaya	Continentale	Aug.	Aug.	Elevée car sec	400 Ma	> 5 cm/an	30 km	50-150 km
Amphibolites / Granulites	Cette étude	Alpes	Continentale	Aug.	Dim.	Faible car hydraté	200 Ma	< 1 cm/an	10 km	< 1 km

Tableau 4.1 : Comparaison des caractéristiques thermiques, cinétiques, géométriques entre les Alpes et l'Himalaya. Abréviations : A : anisotropie ; Aug. : augmentation. Dim. : diminution ; LTR : longueur de front de transformation.

IV. Perspectives

A. Une meilleure caractérisation des vitesses sismiques à l'échelle de l'agrégat

Dans des roches litées, plusieurs cartographies d'orientation cristallines ont été menées, dans les différents lits pour quantifier les propriétés sismiques (vitesse et anisotropie) de l'agrégat. Ces cartographies doivent être complétées dans certains échantillons afin de fournir des données statistiquement fiables, sans introduire de biais liés à la mesure. Le sous-échantillonnage de certaines phases pourrait augmenter l'anisotropie de l'agrégat. Des domaines dans lesquels la taille des grains est grande, doivent être d'autant plus échantillonnés

que la moyenne des anisotropies à petites échelles n'est pas forcément égale à l'anisotropie sur une surface plus large.

Visuellement ou à partir d'une cartographie MEB, une évaluation du pourcentage de surface que représente chaque lit ou chaque phase (généralement ferromagnésiens contre quartzo-feldspathiques) pourrait être faite afin de calculer les propriétés de l'agrégat à partir d'une moyenne pondérée des propriétés de chaque lit ou de chaque phase.

Il serait intéressant également de tester l'influence du pas d'échantillonnage sur les propriétés sismiques résultantes à l'échelle de l'agrégat, principalement pour des lames présentant une taille de grains hétérogène.

B. Une meilleure extrapolation des données pétrophysique 3D

Les mesures pétrophysiques 3D en fonction de la pression ont été extrapolées à partir des points de mesures aux pressions les plus élevées. Faire des mesures à des pressions et températures plus élevées permet, certes, une extrapolation à partir d'un plus grand nombre de points. Cependant, nous sommes restreints, d'une part, par la pression et température maximale atteignable par la presse (600°C et 600MPa) ; d'autre part, par des possibles réactions au sein de l'échantillon puisque chaque palier de température et pression est maintenu 30min.

Il serait donc intéressant de réfléchir à un moyen de considérer plus de points sans pour autant donner une importance trop importante à la partie exponentielle de la courbe de mesures, considérée comme représentative de la fermeture des cracks et non les propriétés intrinsèques de la roche. Seulement, même avec des cracks encore ouverts, la roche constitue en grande partie le milieu de propagation de l'onde. Une partie des mesures situées dans la partie exponentielle de la courbe contient donc des informations sur les propriétés intrinsèques de la roche. En considérant tous les points de mesures, est-il possible de déconvoluer dans le signal la partie liée aux cracks de la partie comportant les informations sur les propriétés intrinsèques de la roche ?

A partir de mesures similaires, des études exploitent déjà la partie exponentielle afin d'en tirer des informations sur l'orientation des cracks et les migrations de fluide potentielle dans les roches à faible profondeur. C'est donc une démarche inverse. Utiliser ce résultat, cette fois dans une démarche directe pour en ressortir une différence avec la mesure réelle, attribuable aux propriétés intrinsèques des roches. Au premier ordre, la faisabilité de cette démarche impose que l'incertitude de la démarche inverse soit plus faible que le rapport cracks / propriétés intrinsèques.

C. Effectuer des modèles de propagation dynamique des ondes

La comparaison des vitesses calculées des CPO et des mesures pétrophysiques directes permet de quantifier de l'effet de la texture seulement au premier ordre. Une analyse plus fine nécessiterait de s'appuyer sur des modèles de propagation dynamique des ondes (*Zhong et al., 2014 et 2015*). Comme expliqué en introduction, cette méthode résout la propagation d'une onde élastique à travers un milieu, à partir de l'équation de Christoffel et ne repose donc pas sur un calcul de moyennes théoriques. Le milieu de propagation intègre des données minéralogiques et texturales. Plusieurs configurations de litage (épaisseur, fréquence d'alternance) peuvent donc être testés, ainsi que la juxtaposition de différentes textures. Le logiciel Ewave (*Zhong et Frehner, 2018*) est un des outils permettant cette modélisation. Il permet, en outre, de vérifier la transposition de ces conclusions à l'échelle sismique, puisque la taille de maille du milieu et la longueur d'onde de l'onde est au choix de l'utilisateur.

D. Une modélisation thermocinétique transitoire

L'approche thermocinétique proposée constitue un début de modélisation puisque nous modélisons seulement une succession d'états statiques et non de façon transitoire. Dans une telle approche, la vitesse initiale est toujours fixée à 1cm/an, mais le ralentissement de la convergence peut être varié (sur 5, 10 ou 20 Ma par exemple). L'évolution des taux de réaction pourrait donc être évalué de façon plus fine, en fonction des vitesses de convergence et du temps écoulé depuis la fin de la convergence.

Bibliographie

- Abers, G. A., & Hacker, B. R. (2016). A MATLAB toolbox and Excel workbook for calculating the densities, seismic wave speeds, and major element composition of minerals and rocks at pressure and temperature. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17(2), 616-624. <https://doi.org/10.1002/2015GC006171>
- Alder, C. (2020). Étude de la déformation de la croûte et du manteau terrestres à partir de l'anisotropie sismique des modèles tomographiques. *Sciences de la Terre*. Université de Lyon. Français. <https://www.theses.fr/2020LYSEN021>
- Agard, P. (2021). Subduction of oceanic lithosphere in the Alps: Selective and archetypal from (slow-spreading) oceans. *Earth-Science Reviews*, 214, 103517. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2021.103517>
- Agostinetti, N. P., & Miller, M. S. (2014). The fate of the downgoing oceanic plate: Insight from the Northern Cascadia subduction zone. *Earth and Planetary Science Letters*, 408, 237-251. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.10.016>
- Aleksandrov, K. S., & Ryzhova, T. V. (1961). The elastic properties of rock forming minerals, pyroxenes and amphiboles. *Bull. Acad. Sci. USSR Geophys. Ser.*, 871(875), 1339-1344.
- Aleksandrov, K. S., U. V. Alchikov, B. P. Belikov, B. I. Zaslavskii, and A. I. Krupnyi (1974). Velocities of elastic waves in minerals at atmospheric pressure and increasing precision of elastic constants by means of EVM [in Russian], *Izv. Acad. Sci. USSR, Geo. Ser.*, 10, 15–24.
- Almqvist, B. S., Cyprych, D., & Piazzolo, S. (2021). Seismic anisotropy of mid crustal orogenic nappes and their bounding structures: An example from the Middle Allochthon (Seve Nappe) of the Central Scandinavian Caledonides. *Tectonophysics*, 819, 229045. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2021.229045>
- Almqvist, B. S., & Mainprice, D. (2017). Seismic properties and anisotropy of the continental crust: Predictions based on mineral texture and rock microstructure. *Reviews of Geophysics*, 55(2), 367-433. <https://doi.org/10.1002/2016RG000552>
- Aminzadeh, A., Petružálek, M., Vavryčuk, V., Ivankina, T. I., Svitek, T., Petrliková, A., ... & Lokajčík, T. (2022). Identification of higher symmetry in triclinic stiffness tensor: Application to high pressure dependence of elastic anisotropy in deep underground structures. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 158, 105168
- Ammon, C. J., Randall, G. E., & Zandt, G. (1990). On the nonuniqueness of receiver function inversions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B10), 15303-15318. <https://doi.org/10.1029/JB095iB10p15303>
- Andersen, T. B., E. Hartz, T. H. Torsvik, P. T. Osmundsen, A. Andresen, E. A. Eide, and A. Braathen (2002). The aftermath of the Caledonian continental collision in the North Atlantic region: A structural template for later events? *Abstr. Proc. Norw. Geol. Soc.*, 2, 12–14.

- Andersen, T. B. (1993), The role of extensional tectonics in the Caledonides of South Norway: Discussion, *J. Struct. Geol.*, 15(11), 1379–1380, doi:10.1016/0191-8141(93)90114-P.
- Austrheim, H., M. Erambert, and A. K. Engvik (1996b), Processing in the root of the Caledonian continental collision zones: The role of eclogitisation, *Tectonophysics*, 273, 129–153. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(96\)00291-0](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(96)00291-0)
- Babuška, V., Fiala, J., Kumazawa, M., Ohno, I., & Sumino, Y. (1978). Elastic properties of garnet solid-solution series. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 16(2), 157-176
- Bachmann, F., Hielscher, R., & Schaeben, H. (2010). Texture analysis with MTEX—free and open source software toolbox. *Solid state phenomena*, 160, 63-68. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.160.63>
- Barberini, V., Burlini, L., & Zappone, A. (2007). Elastic properties, fabric and seismic anisotropy of amphibolites and their contribution to the lower crust reflectivity. *Tectonophysics*, 445(3-4), 227-244. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2007.08.017>
- Barruol, G., & Kern, H. (1996). Seismic anisotropy and shear-wave splitting in lower-crustal and upper-mantle rocks from the Ivrea Zone—experimental and calculated data. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 95(3-4), 175-194.
- Bascou, J., Barruol, G., Vauchez, A., Mainprice, D., & Egydio-Silva, M. (2001). EBSD-measured lattice-preferred orientations and seismic properties of eclogites. *Tectonophysics*, 342(1-2), 61-80. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(01\)00156-1](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(01)00156-1)
- Baxter, E. F. (2003). Natural constraints on metamorphic reaction rates. Geological Society, London, Special Publications, 220(1), 183-202.
- Bellahsen, N., F. Mouthereau, A. Boutoux, M. Bellanger, O. Lacombe, L. Jolivet, and Y. Rolland 2014, Collision kinematics in the western external Alps, *Tectonics*, 33, 1055–1088, doi:10.1002/2013TC003453. <https://doi.org/10.1002/2013TC003453>
- Beller, S., Monteiller, V., Operto, S., Nolet, G., Paul, A., & Zhao, L. (2018). Lithospheric architecture of the South-Western Alps revealed by multiparameter teleseismic full-waveform inversion. *Geophysical Journal International*, 212(2), 1369-1388. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx216>
- Bezacier, L., Reynard, B., Bass, J. D., Wang, J., & Mainprice, D. (2010). Elasticity of glaucophane, seismic velocities and anisotropy of the subducted oceanic crust. *Tectonophysics*, 494(3-4), 201-210. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2010.09.011>
- Bianchi, I., Park, J., Piana Agostinetti, N., & Levin, V. (2010). Mapping seismic anisotropy using harmonic decomposition of receiver functions: An application to Northern Apennines, Italy. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 115(B12). <https://doi.org/10.1029/2009JB007061>
- Birch, F. (1961). Composition of the earth's mantle. *Geophysical Journal International*, 4 (Supplement_1), 295-311. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1961.tb06821.x>
- Bloch, W., & Audet, P. (2023). PyRaysum: Software for Modeling Ray-theoretical Plane Body-wave Propagation in Dipping Anisotropic Media. *Seismica*, 2(1). <https://doi.org/10.26443/seismica.v2i1.220>

- Bostock, M. G., Hyndman, R. D., Rondenay, S., & Peacock, S. M. (2002). An inverted continental Moho and serpentinization of the forearc mantle. *Nature*, 417(6888), 536-538. <https://doi.org/10.1038/417536a>
- Boué, P., & Paul, A. (2020). Imagerie sismique par corrélation de bruit ambiant: du laboratoire à l'échelle globale. *Reflète de la physique*, (64), 12-16. <https://doi.org/10.1051/refdp/202064012>
- Bousquet, R., Oberhänsli, R., Goffé, B., Wiederkehr, M., Koller, F., Schmid, S. M., ... & Martinotti, G. (2008). Metamorphism of metasediments at the scale of an orogen: a key to the Tertiary geodynamic evolution of the Alps. *Geological Society, London, Special Publications*, 298(1), 393-411. <https://doi.org/10.1144/SP298.18>
- Brown, J. M., & Abramson, E. H. (2016). Elasticity of calcium and calcium-sodium amphiboles. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 261, 161-171. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2016.10.010>
- Brown, J. M., Angel, R. J., & Ross, N. L. (2016). Elasticity of plagioclase feldspars. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 121(2), 663-675. <https://doi.org/10.1002/2015JB012736>
- Brown, J. M., & Abramson, E. H. (2016). Elasticity of calcium and calcium-sodium amphiboles. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 261, 161-171.
- Brownlee, S. J., Hacker, B. R., Salisbury, M., Seward, G., Little, T. A., Baldwin, S. L., & Abers, G. A. (2011). Predicted velocity and density structure of the exhuming Papua New Guinea ultrahigh-pressure terrane. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B8). <https://doi.org/10.1029/2011JB008195>
- Cai, C., Wiens, D.A., Shen, W. et al. Water input into the Mariana subduction zone estimated from ocean-bottom seismic data. *Nature* 563, 389–392 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0655-4>
- Campillo, M., & Paul, A. (2003). Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606), 547-549. <https://doi.org/10.1126/science.1078551>
- Chheda, T. D., Mookherjee, M., Mainprice, D., Dos Santos, A. M., Molaison, J. J., Chantel, J., ... & Bassett, W. A. (2014). Structure and elasticity of phlogopite under compression: Geophysical implications. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 233, 1-12. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2014.05.004>
- Christensen, N. I. (1989). Pore pressure, seismic velocities, and crustal structure. *Geological Society of America Memoirs*, 172, 783-798. <https://doi.org/10.1130/MEM172-p783>
- Christensen, N. I., & Mooney, W. D. (1995). Seismic velocity structure and composition of the continental crust: A global view. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 100(B6), 9761-9788.
- Connolly, J. (1990). Multivariable phase diagrams; an algorithm based on generalized thermodynamics. *American Journal of Science*, 290(6) :666–718.
- Connolly, J. (2009). The geodynamic equation of state : what and how. *Geochemistry, geophysics, geosystems*, 10(10).

- Crosson, R. S., and J.-W. Lin (1971), Voigt and Reuss prediction of anisotropic elasticity of dunitite, *J. Geophys. Res.*, 76, 570–578, doi:10.1029/JB076i002p00570.
- de Capitani, C., & Petrakakis, K. (2010). The computation of equilibrium assemblage diagrams with Theriak/Domino software. *American mineralogist*, 95(7), 1006-1016
- De Paoli, M. C., Clarke, G. L., & Daczko, N. R. (2012). Mineral equilibria modeling of the granulite–eclogite transition: effects of whole-rock composition on metamorphic facies type-assemblages. *Journal of Petrology*, 53(5), 949-970. <https://doi.org/10.1093/petrology/egs004>
- Dingley, D. J., & Field, D. P. (1997). Electron backscatter diffraction and orientation imaging microscopy. *Materials Science and Technology*, 13(1), 69-78.
- Emmermann, R., & Lauterjung, J. (1997). The German continental deep drilling program KTB: overview and major results. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 102(B8), 18179-18201.
- Erdman, M. E., Hacker, B. R., Zandt, G., & Seward, G. (2013). Seismic anisotropy of the crust: electron-backscatter diffraction measurements from the Basin and Range. *Geophysical Journal International*, 195(2), 1211-1229. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt287>
- Evans, B. W. (1990). Phase relations of epidote-blueschists. *Lithos*, 25(1-3), 3-23.
- Fichtner, A., Trampert, J., Cupillard, P., Saygin, E., Taymaz, T., Capdeville, Y., & Villasenor, A. (2013). Multiscale full waveform inversion. *Geophysical Journal International*, 194(1), 534-556. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt118>
- Frederiksen, A. W., & Bostock, M. G. (2000). Modelling teleseismic waves in dipping anisotropic structures. *Geophysical Journal International*, 141(2), 401-412. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2000.00090.x>
- Frehner, M., S. M. Schmalholz, E. H. Saenger, and H. Steeb (2008), Comparison of finite difference and finite element methods for simulating two dimensional scattering of elastic waves, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 171, 112–121.
- Fumagalli, P., & Poli, S. (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. <https://doi.org/10.1093/petrology/egh088>
- Gibert, B., Seipold, U., Tommasi, A., & Mainprice, D. (2003). Thermal diffusivity of upper mantle rocks: Influence of temperature, pressure, and the deformation fabric. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B8). <https://doi.org/10.1029/2002JB002108>
- Grosso, C., Ferrando, S., Gilio, M., Botta, S., Nosenzo, F., Balestro, G., ... & Rolfo, F. (2019). What's in the sandwich? New P–T constraints for the (U) HP nappe stack of southern Dora-Maira Massif (Western Alps). *European Journal of Mineralogy*, 31(4), 665-683. <https://doi.org/10.1127/ejm/2019/0031-2860>
- Hacker, B. R., & Abers, G. A. (2004). Subduction Factory 3: An Excel worksheet and macro for calculating the densities, seismic wave speeds, and H2O contents of minerals and rocks at

- pressure and temperature. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 5(1). <https://doi.org/10.1029/2003GC000614>
- Hacker, B. R., Ritzwoller, M. H., & Xie, J. (2014). Partially melted, mica-bearing crust in Central Tibet. *Tectonics*, 33(7), 1408-1424. <https://doi.org/10.1002/2014TC003545>
- Hacker, B. R., Kelemen, P. B., & Behn, M. D. (2015). Continental lower crust. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 43, 167-205. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-050212-124117>
- 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(B1). <https://doi.org/10.1029/2001JB001129>
- Healy, D., Reddy, S. M., Timms, N. E., Gray, E. M., & Brovarone, A. V. (2009). Trench-parallel fast axes of seismic anisotropy due to fluid-filled cracks in subducting slabs. *Earth and Planetary Science Letters*, 283(1-4), 75-86. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.03.037>
- Hetényi, G. (2007). Evolution of deformation of the Himalayan prism: from imaging to modelling (Doctoral dissertation, École Normale Supérieure–Université Paris-Sud XI). https://serval.unil.ch/resource/serval:BIB_5E0D76378173.P001/REF.pdf
- Hetényi, G., Cattin, R., Brunet, F., Bollinger, L., Vergne, J., Nábělek, J. L., & Diament, M. (2007). Density distribution of the India plate beneath the Tibetan plateau: Geophysical and petrological constraints on the kinetics of lower-crustal eclogitization. *Earth and Planetary Science Letters*, 264(1-2), 226-244. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.09.036>
- Hetényi, G., Molinari, I., Clinton, J., Bokelmann, G., Bondár, I., Crawford, W. C., ... & AlpArray Working Group. (2018). The AlpArray seismic network: a large-scale European experiment to image the Alpine Orogen. *Surveys in geophysics*, 39, 1009-1033. <https://doi.org/10.1007/s10712-018-9472-4>
- Hetényi, G., Chanard, K., Baumgartner, L. P., & Herman, F. (2021). Metamorphic transformation rate over large spatial and temporal scales constrained by geophysical data and coupled modelling. *Journal of Metamorphic Geology*, 39(9), 1131-1143. <https://doi.org/10.1111/jmg.12604>
- Jackson, J. A., H. Austrheim, D. P. McKenzie, and K. Priestley (2004), Metastability, mechanical strength and the support of mountain belts, *Geology*, 32, 625–628.
- Jaupart, C., Mareschal, J. C., & Iarotsky, L. (2016). Radiogenic heat production in the continental crust. *Lithos*, 262, 398-427.
- Ji, S., Wang, Q., Marcotte, D., Salisbury, M. H., & Xu, Z. (2007). P wave velocities, anisotropy and hysteresis in ultrahigh-pressure metamorphic rocks as a function of confining pressure. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 112(B9).
- Ji, S., Shao, T., Michibayashi, K., Long, C., Wang, Q., Kondo, Y., ... & Salisbury, M. H. (2013). A new calibration of seismic velocities, anisotropy, fabrics, and elastic moduli of amphibole-rich rocks. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(9), 4699-4728. <https://doi.org/10.1002/jgrb.50352>

- Ji, S., Shao, T., Michibayashi, K., Oya, S., Satsukawa, T., Wang, Q., ... & Salisbury, M. H. (2015). Magnitude and symmetry of seismic anisotropy in mica-and amphibole-bearing metamorphic rocks and implications for tectonic interpretation of seismic data from the southeast Tibetan Plateau. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120(9), 6404-6430. <https://doi.org/10.1002/2015JB012209>
- Jolivet, L., Faccenna, C., Becker, T., Tesauro, M., Sternai, P., & Bouilhol, P. (2018). Mantle flow and deforming continents: From India-Asia convergence to Pacific subduction. *Tectonics*, 37(9), 2887-2914. <https://doi.org/10.1029/2018TC005036>
- Jones, C. H., & Phinney, R. A. (1998). Seismic structure of the lithosphere from teleseismic converted arrivals observed at small arrays in the southern Sierra Nevada and vicinity, California. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 103(B5), 10065-10090. <https://doi.org/10.1029/97JB03540>
- Julià, J., Ammon, C. J., & Nyblade, A. A. (2005). Evidence for mafic lower crust in Tanzania, East Africa, from joint inversion of receiver functions and Rayleigh wave dispersion velocities. *Geophysical Journal International*, 162(2), 555-569. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2005.02685.x>
- Kelemen, P. B., Rilling, J. L., Parmentier, E. M., Mehl, L., & Hacker, B. R. (2003). Thermal structure due to solid-state flow in the mantle wedge beneath arcs. *Geophysical Monograph-American Geophysical Union*, 138, 293-311.
- Kern, H., Ivankina, T. I., Nikitin, A. N., Lokajčiček, T., & Pros, Z. (2008). The effect of oriented microcracks and crystallographic and shape preferred orientation on bulk elastic anisotropy of a foliated biotite gneiss from Outokumpu. *Tectonophysics*, 457(3-4), 143-149.
- Kern, H., Jin, Z., Gao, S., Popp, T., & Xu, Z. (2002). Physical properties of ultrahigh-pressure metamorphic rocks from the Sulu terrain, eastern central China: implications for the seismic structure at the Donghai (CCSD) drilling site. *Tectonophysics*, 354(3-4), 315-330. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(02\)00339-6](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(02)00339-6)
- Kern, H. (1979). Effect of high-low quartz transition on compressional and shear wave velocities in rocks under high pressure. *Physics and Chemistry of Minerals*, 4(2), 161-171. <https://doi.org/10.1007/BF00307560>
- Kern, H. (1978). The effect of high temperature and high confining pressure on compressional wave velocities in quartz-bearing and quartz-free igneous and metamorphic rocks. *Tectonophysics*, 44(1-4), 185-203.
- Kern, H., & Fakhimi, M. (1975). Effect of fabric anisotropy on compressional-wave propagation in various metamorphic rocks for the range 20–700° C at 2 kbars. *Tectonophysics*, 28(4), 227-244.
- Khazanehdari, J., Rutter, E. H., & Brodie, K. H. (2000). High-pressure-high-temperature seismic velocity structure of the midcrustal and lower crustal rocks of the Ivrea-Verbano zone and Serie dei Laghi, NW Italy. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 105(B6), 13843-13858. <https://doi.org/10.1029/2000JB900025>

- Krieger Lassen, N. C. (1996). The relative precision of crystal orientations measured from electron backscattering patterns. *Journal of Microscopy*, 181(1), 72-81.
- Kissling, E. (1993). Deep structure of the Alps—what do we really know?. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 79(1-2), 87-112. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(93\)90144-X](https://doi.org/10.1016/0031-9201(93)90144-X)
- Kumazawa, M., & Anderson, O. L. (1969). Elastic moduli, pressure derivatives, and temperature derivatives of single-crystal olivine and single-crystal forsterite. *Journal of Geophysical Research*, 74(25), 5961-5972. <https://doi.org/10.1029/JB074i025p05961>
- Kuo-Chen, H., Wu, F. T., Jenkins, D. M., Mechie, J., Roecker, S. W., Wang, C. Y., & Huang, B. S. (2012). Seismic evidence for the α - β quartz transition beneath Taiwan from Vp/Vs tomography. *Geophysical Research Letters*, 39(22). <https://doi.org/10.1029/2012GL053649>
- Labrousse, L., Hetényi, G., Raimbourg, H., Jolivet, L., & Andersen, T. B. (2010). Initiation of crustal-scale thrusts triggered by metamorphic reactions at depth: Insights from a comparison between the Himalayas and Scandinavian Caledonides. *Tectonics*, 29(5).
- Ladenberger, A., D. G. Gee, S. Claesson, and J. Majka (2009), Interpreting Himalayan orogeny via the Paleozoic Scandian Analogue, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 73(13), Suppl. 1, A714.
- Leclère, H., Faulkner, D., Llana-Fúnez, S., Bedford, J., & Wheeler, J. (2018). Reaction fronts, permeability and fluid pressure development during dehydration reactions. *Earth and Planetary Science Letters*, 496, 227-237.
- Levin, V., & Park, J. (1998). P-SH conversions in layered media with hexagonally symmetric anisotropy: a cookbook. In *Geodynamics of Lithosphere & Earth's Mantle: Seismic Anisotropy as a Record of the Past and Present Dynamic Processes* (pp. 669-697). Birkhäuser Basel.
- Lippitsch, R., Kissling, E., & Ansorge, J. (2003). Upper mantle structure beneath the Alpine orogen from high-resolution teleseismic tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B8).
- Llana-Fúnez, S., & Brown, D. (2012). Contribution of crystallographic preferred orientation to seismic anisotropy across a surface analog of the continental Moho at Cabo Ortegal, Spain. *Bulletin*, 124(9-10), 1495-1513. <https://doi.org/10.1130/B30568.1>
- Lloyd, G. E., Butler, R. W., Casey, M., & Mainprice, D. (2009). Mica, deformation fabrics and the seismic properties of the continental crust. *Earth and Planetary Science Letters*, 288(1-2), 320-328 <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.09.035>
- Lloyd, G. E., Butler, R. W. H., Casey, M., Tatham, D. J., & Mainprice, D. (2011). Constraints on the seismic properties of the middle and lower continental crust. *Geological Society, London, Special Publications*, 360(1), 7-32. <https://doi.org/10.1144/SP360.2>
- Lloyd, G. E., Halliday, J. M., Butler, R. W., Casey, M., Kendall, J. M., Wookey, J., &
- Lyu, C., Pedersen, H. A., Paul, A., Zhao, L., & Solarino, S. (2017). Shear wave velocities in the upper mantle of the Western Alps: new constraints using array analysis of seismic surface waves. *Geophysical Journal International*, 210(1), 321-331. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx166>

- Long, M. D., & Wirth, E. A. (2013). Mantle flow in subduction systems: The mantle wedge flow field and implications for wedge processes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(2), 583-606.
- Lüschen, E., Lammerer, B., Gebrande, H., Millahn, K., Nicolich, R., & TRANSALP Working Group. (2004). Orogenic structure of the Eastern Alps, Europe, from TRANSALP deep seismic reflection profiling. *Tectonophysics*, 388(1-4), 85-102.
- Mainprice, D. (2011). From crystal to crustal: petrofabric-derived seismic modelling of regional tectonics. *Geological Society, London, Special Publications*, 360(1), 49-78. <https://doi.org/10.1144/SP360>.
- Mainprice, D., Barruol, G., & Ismaïl, W. B. (2000). The seismic anisotropy of the Earth's mantle: from single crystal to polycrystal. <https://hal.univ-reunion.fr/hal-01391524>
- Mainprice, D., & Silver, P. G. (1993). Interpretation of SKS-waves using samples from the subcontinental lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 78(3-4), 257-280. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(93\)90160-B](https://doi.org/10.1016/0031-9201(93)90160-B)
- Mainprice, D., & Nicolas, A. (1989). Development of shape and lattice preferred orientations: application to the seismic anisotropy of the lower crust. *Journal of Structural Geology*, 11(1-2), 175-189.
- Makovsky, Y., & Klemperer, S. L. (1999). Measuring the seismic properties of Tibetan bright spots: Evidence for free aqueous fluids in the Tibetan middle crust. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B5), 10795-10825. <https://doi.org/10.1029/1998JB900074>
- Malusà, M. G., Faccenna, C., Baldwin, S. L., Fitzgerald, P. G., Rossetti, F., Balestrieri, M. L., ... & Piromallo, C. (2015). Contrasting styles of (U) HP rock exhumation along the Cenozoic Adria-Europe plate boundary (Western Alps, Calabria, Corsica). *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 16(6), 1786-1824 <https://doi.org/10.1002/2015GC005767>
- Malusà, M. G., Zhao, L., Eva, E., Solarino, S., Paul, A., Guillot, S., ... & Pondrelli, S. (2017). Earthquakes in the western Alpine mantle wedge. *Gondwana Research*, 44, 89-95. <https://doi.org/10.1016/j.gr.2016.11.012>
- Malusà, M. G., Guillot, S., Zhao, L., Paul, A., Solarino, S., et al. The Deep Structure of the Alps Based on the CIFALPS Seismic Experiment: A Synthesis. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, AGU and the Geochemical Society, 2021, 22 (3), pp.e2020GC009466. 10.1029/2020GC009466. hal-03196259 <https://doi.org/10.1029/2020GC009466>
- Manatschal, G., & Bernoulli, D. (1999). Architecture and tectonic evolution of nonvolcanic margins: Present-day Galicia and ancient Adria. *Tectonics*, 18(6), 1099-1119. <https://doi.org/10.1029/1999TC900041>
- Marini, L., & Manzella, A. (2005). Possible seismic signature of the α - β quartz transition in the lithosphere of Southern Tuscany (Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 148(1-2), 81-97. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2005.03.015>

- Maupin, V., Park, J., Romanowicz, B., & Dziewonski, A. (2007). Theory and observations—wave propagation in anisotropic media. *Seismology and the Structure of the Earth. Treatise on Geophysics*, 1, 289-321. <https://doi.org/10.1016/B978-044452748-6.00007-9>
- Mavko, G., Mukerji, T., Dvorkin, J., 2009. *The Rock Physics Handbook: Tools for Seismic Analysis of Porous Media*.
- McKenzie, D. (1979). Finite deformation during fluid flow. *Geophysical Journal International*, 58(3), 689-715.
- Mechie, J., Sobolev, S. V., Ratschbacher, L., Babeyko, A. Y., Bock, G., Jones, A. G., ... & Zhao, W. (2004). Precise temperature estimation in the Tibetan crust from seismic detection of the α - β quartz transition. *Geology*, 32(7), 601-604. <https://doi.org/10.1130/G20367.1>
- Moarefvand, A., Gasc, J., Deldicque, D., Labrousse, L., & Schubnel, A. (2023). P-wave velocities across the $\alpha \rightarrow \beta$ quartz transition at lower continental crust pressure and temperature conditions. *Authorea Preprints*. 10.22541/essoar.169111659.94851419/v2
- Monsalve, G., Sheehan, A., Schulte-Pelkum, V., Rajaure, S., Pandey, M. R., & Wu, F. (2006). Seismicity and one-dimensional velocity structure of the Himalayan collision zone: Earthquakes in the crust and upper mantle. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 111(B10).
- Monsalve, G., McGovern, P., & Sheehan, A. (2009). Mantle fault zones beneath the Himalayan collision: Flexure of the continental lithosphere. *Tectonophysics*, 477(1-2), 66-76.
- Motra, H. B., & Zertani, S. (2018). Influence of loading and heating processes on elastic and geomechanical properties of eclogites and granulites. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, 10(1), 127-137.
- Mura, T., & Kinoshita, N. (1971). Green's functions for anisotropic elasticity. *physica status solidi (b)*, 47(2), 607-618. <https://doi.org/10.1002/pssb.2220470226>
- Myhill, R. (2022). An anisotropic equation of state for high-pressure, high-temperature applications. *Geophysical Journal International*, 231(1), 230-242. <https://doi.org/10.1093/gji/ggac180>
- Nábělek, J., Hetényi, G., Vergne, J., Sapkota, S., Kafle, B., Jiang, M., ... & Team, T. H. C. (2009). Underplating in the Himalaya-Tibet collision zone revealed by the Hi-CLIMB experiment. *Science*, 325(5946), 1371-1374. <https://doi.org/10.1126/science.1167719>
- Nesbitt, H. W., & Young, G. M. (1984). Prediction of some weathering trends of plutonic and volcanic rocks based on thermodynamic and kinetic considerations. *Geochimica et cosmochimica acta*, 48(7), 1523-1534. [https://doi.org/10.1016/0016-7037\(84\)90408-3](https://doi.org/10.1016/0016-7037(84)90408-3)
- Nicolas, A., Hirn, A., Nicolich, R., & Polino, R. (1990). Lithospheric wedging in the western Alps inferred from the ECORS-CROP traverse. *Geology*, 18(7), 587-590. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1990\)018%3C0587:LWITWA%3E2.3.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1990)018%3C0587:LWITWA%3E2.3.CO;2)
- Nouibat, A., Stehly, L., Paul, A., Schwartz, S., Bodin, T., Dumont, T., ... & Cifalps Team and AlpArray Working Group. 2022. Lithospheric transdimensional ambient-noise tomography of W-Europe:

implications for crustal-scale geometry of the W-Alps. *Geophysical Journal International*, 2292, 862-879. <https://doi.org/10.1093/gji/ggab520>

Nye, J. F. (1957), *Physical Properties of Crystals*, pp. 322, Oxford Univ. Press.

Oberhänsli, R., Bousquet, R., Engi, M., Goffé, B., Gosso, G., Handy, M. R., ... & Spalla, I. (2004). *Metamorphic Structure of the Alps*. CCGM (Commission of the Geological Maps of the World), Paris. <https://boris.unibe.ch/id/eprint/86488>

Ogi, H., Motoshisa, K., Matsumoto, T., Hatanaka, K., & Hirao, M. (2006). Isolated electrodeless high-frequency quartz crystal microbalance for immunosensors. *Analytical Chemistry*, 78(19), 6903-6909.

Olugboji, T. M., Park, J., Karato, S. I., & Shinohara, M. (2016). Nature of the seismic lithosphere-asthenosphere boundary within normal oceanic mantle from high-resolution receiver functions. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17(4), 1265-1282. <https://doi.org/10.1002/2015GC006214>

Olugboji, T. M., & Park, J. (2016). Crustal anisotropy beneath Pacific Ocean-Islands from harmonic decomposition of receiver functions. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17(3), 810-832. <https://doi.org/10.1002/2015GC006166>

Özkan, H., and J. C. Jamieson (1978), Pressure dependence of the elastic constants of nonmetamict zircon, *Phys. Chem. Miner.*, 2, 215–224.

Parkins Nick (2019), Sounding out Earth's hum. <https://www.earthmagazine.org/article/sounding-out-earths-hum>

Passchier, C. W., & Trouw, R. A. (2005). *Microtectonics*. Springer Science & Business Media.

Pasquale, V., Chiozzi, P., Verdoya, M., & Gola, G. (2012). Heat flow in the Western Po Basin and the surrounding orogenic belts. *Geophysical Journal International*, 190(1), 8-22.

Pasquale, V., Verdoya, M., & Chiozzi, P. (2014). Heat flow and geothermal resources in northern Italy. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 36, 277-285.

Paul, A., Cattaneo, M., Thouvenot, F., Spallarossa, D., Béthoux, N., & Fréchet, J. (2001). A three-dimensional crustal velocity model of the southwestern Alps from local earthquake tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 106(B9), 19367-19389. <https://doi.org/10.1029/2001JB000388>

Paul, A., Malusà, M. G., Solarino, S., Salimbeni, S., Eva, E., Nouibat, A., ... & Zhao, L. (2022). Along-strike variations in the fossil subduction zone of the Western Alps revealed by the CIFALPS seismic experiments and their implications for exhumation of (ultra-) high-pressure rocks. *Earth and Planetary Science Letters*, 598, 117843. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117843>

Pera, E., Mainprice, D., & Burlini, L. (2003). Anisotropic seismic properties of the upper mantle beneath the Torre Alfina area (Northern Apennines, Central Italy). *Tectonophysics*, 370(1-4), 11-30. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(03\)00175-6](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(03)00175-6)

- Pfiffner, O. A., Frei, W., Valasek, P., Stäubli, M., Levato, L., DuBois, L., ... & Smithson, S. B. (1990). Grustal shortening in the Alpine Orogen: Results from deep seismic reflection profiling in the eastern Swiss Alps, Line NFP 20-east. *Tectonics*, 9(6), 1327-1355.
- Prigent., C. (2017) (Dé)formation d'un coin mantellique en initiation de subduction : étude intégrée de la base mantellique de l'ophiolite d'Oman. *Tectonique*. Université Grenoble Alpes. Français. <https://theses.hal.science/tel-01639649>
- Raimbourg, H., L. Jolivet, L. Labrousse, Y. Leroy, and D. Avigad (2005), Kinematics of syneclogite deformation in the Bergen Arcs, Norway: Implications for exhumation mechanisms, *Geol. Soc. Spec. Publ.*, 243, 175–192.
- Ranero, C. R., & Sallarès, V. (2004). Geophysical evidence for hydration of the crust and mantle of the Nazca plate during bending at the north Chile trench. *Geology*, 32(7), 549-552. <https://doi.org/10.1130/G20379.1>
- Reuss, A. (1929), Berechnung der Fliessgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle, *Z. Angew. Math. Mech.*, 9, 49–58.
- Rondenay, S., Abers, G. A., & Van Keken, P. E. (2008). Seismic imaging of subduction zone metamorphism. *Geology*, 36(4), 275-278. <https://doi.org/10.1130/G24112A.1>
- Rondenay, S. (2009). Upper mantle imaging with array recordings of converted and scattered teleseismic waves. *Surveys in geophysics*, 30, 377-405. <https://doi.org/10.1007/s10712-009-9071-5>
- Ronov, A. B., and A. A. Yaroshev (1967), Chemical structure of Earths crust, *Geochem. Int. USSR*, 4(6), 1041.
- Rosenberg, C. L., & Handy, M. R. (2005). Experimental deformation of partially melted granite revisited: implications for the continental crust. *Journal of metamorphic Geology*, 23(1), 19-28. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2005.00555.x>
- Rubie, D. C., & van der Hilst, R. D. (2001). Processes and consequences of deep subduction. *Physics of Earth and Planetary Interiors*, 127(1-4), 1-7. [http://doi.org/10.1016/S0031-9201\(01\)00217-5](http://doi.org/10.1016/S0031-9201(01)00217-5)
- Rudnick, R. L., & Fountain, D. M. (1995). Nature and composition of the continental crust: a lower crustal perspective. *Reviews of geophysics*, 33(3), 267-309. <https://doi.org/10.1029/95RG01302>
- Rudnick, R., & Gao, S. (2003). The role of lower crustal recycling in continent formation. *Geochimica et Cosmochimica Acta Supplement*, 67(18), 403.
- Salimbeni, S., Malusà, M. G., Zhao, L., Guillot, S., Pondrelli, S., Margheriti, L., ... & Zhu, R. (2018). Active and fossil mantle flows in the western Alpine region unravelled by seismic anisotropy analysis and high-resolution P wave tomography. *Tectonophysics*, 731, 35-47. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2018.03.002>
- Salimbeni, S., Agostinetti, N. P., Pondrelli, S., & CIFALPS Working Group. (2021). Insights into the origin and deformation style of the continental Moho: A case-study from the Western Alps (Italy). *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(6), e2020JB021319. <https://doi.org/10.1029/2020JB021319>

- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—I. Searching a parameter space. *Geophysical journal international*, 138(2), 479-494. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.1999.00876.x>
- Scafidi, D., Solarino, S., & Eva, C. (2009). P wave seismic velocity and Vp/Vs ratio beneath the Italian peninsula from local earthquake tomography. *Tectonophysics*, 465(1-4), 1-23. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2008.07.013>
- Schertl, H. P., Schreyer, W., and Chopin, C., 1991, The pyrope-coesite rocks and their country rocks at Parigi, Dora Maira Massif, Western Alps: Detailed petrography, mineral chemistry and P-T path: *Contrib. Mineral. Petrol.*, v. 108, p. 1-21. <https://doi.org/10.1007/BF00307322>
- Schilling, F. R., Sinogeikin, S. V., & Bass, J. D. (2003). Single-crystal elastic properties of lawsonite and their variation with temperature. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 136(1-2), 107-118.
- Schmid, S.M., Fügenschuh, B., Kissling, E. et al. Tectonic map and overall architecture of the Alpine orogen. *Eclogae geol. Helv.* 97, 93–117 (2004). <https://doi.org/10.1007/s00015-004-1113-x> <https://doi.org/10.1007/s00015-004-1113-x>
- Schmid, S. M., & Kissling, E. (2000). The arc of the western Alps in the light of geophysical data on deep crustal structure. *Tectonics*, 19(1), 62-85. <https://doi.org/10.1029/1999TC900057>
- Schneider, F. M., Yuan, X., Schurr, B., Mechie, J., Sippl, C., Haberland, C., ... & Negmatullaev, S. (2013). Seismic imaging of subducting continental lower crust beneath the Pamir. *Earth and Planetary Science Letters*, 375, 101-112.
- Schulte-Pelkum, V., Monsalve, G., Sheehan, A., Pandey, M. R., Sapkota, S., Bilham, R., & Wu, F. (2005). Imaging the Indian subcontinent beneath the Himalaya. *Nature*, 435(7046), 1222-1225. <https://doi.org/10.1038/nature03678>
- Schulte-Pelkum, V., & Mahan, K. H. (2014). A method for mapping crustal deformation and anisotropy with receiver functions and first results from USArray. *Earth and Planetary Science Letters*, 402, 221-233.
- Schulte-Pelkum, V., Monsalve, G., Sheehan, A. F., Shearer, P., Wu, F., & Rajaure, S. (2019). Mantle earthquakes in the Himalayan collision zone. *Geology*, 47(9), 815-819.
- Shapiro, N. M., Ritzwoller, M. H., Molnar, P., & Levin, V. (2004). Thinning and flow of Tibetan crust constrained by seismic anisotropy. *Science*, 305(5681), 233-236.
- Shapiro, N. M., & Campillo, M. (2004). Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 31(7). <https://doi.org/10.1029/2004GL019491>
- Sheehan, A. F., de la Torre, T. L., Monsalve, G., Abers, G. A., & Hacker, B. R. (2014). Physical state of Himalayan crust and uppermost mantle: Constraints from seismic attenuation and velocity tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(1), 567-580. <https://doi.org/10.1002/2013JB010601>

- Shiomi, K., & Park, J. (2008). Structural features of the subducting slab beneath the Kii Peninsula, central Japan: Seismic evidence of slab segmentation, dehydration, and anisotropy. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B10). <https://doi.org/10.1029/2007JB005535>
- Solarino, S., Malusà, M. G., Eva, E., Guillot, S., Paul, A., Schwartz, S., ... & Zhu, R. (2018). Mantle wedge exhumation beneath the Dora-Maira (U) HP dome unravelled by local earthquake tomography (Western Alps). *Lithos*, 296, 623-636. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2017.11.035>
- Solon, K. D. (2000). Electromagnetic images of the Banggong-Nujiang Suture zone of central Tibet: From INDEPTH-III magnetotelluric data (Doctoral dissertation, Syracuse University)
- Spear, F. S., & Peacock, S. M. (1989). *Metamorphic pressure-temperature-time paths* (Vol. 7). American Geophysical Union.
- 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(1-2), 73-90.
- Tatham, D. J., Lloyd, G. E., Butler, R. W. H., & Casey, M. (2008). Amphibole and lower crustal seismic properties. *Earth and Planetary Science Letters*, 267(1-2), 118-128. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.11.042>
- Tatsumi, Y. and Eggins, S. (1995) *Subduction Zone Magmatism*. Blackwell, Oxford, 211 p.
- Tessmer, G., & Behle, A. (1988). Common reflection point data-staking technique for converted waves. *Geophysical prospecting*, 36(7), 671-688. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2478.1988.tb02186.x>
- Turcotte, D. L., & Schubert, G. (1982). *Applications of continuum physics to geological problems*. John Wiley & Sons.
- Unsworth, M., & Rondenay, S. (2012, December). Mapping the distribution of fluids in the crust and lithospheric mantle utilizing geophysical methods (Part 1). In *AGU Fall Meeting Abstracts* (Vol. 2012, pp. V32B-07).
- Van Keken, P. E., Hacker, B. R., Syracuse, E. M., & Abers, G. A. (2011). Subduction factory: 4. Depth-dependent flux of H₂O from subducting slabs worldwide. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B1). <https://doi.org/10.1029/2010JB007922>
- Vaughan, M. T., & Guggenheim, S. (1986). Elasticity of muscovite and its relationship to crystal structure. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 91(B5), 4657-4664. <https://doi.org/10.1029/JB091iB05p04657>
- Vel, S. S., Cook, A. C., Johnson, S. E., & Gerbi, C. (2016). Computational homogenization and micromechanical analysis of textured polycrystalline materials. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 310, 749-779. <https://doi.org/10.1016/j.cma.2016.07.037>
- Voigt, W. (1928), *Lehrbuch der Kristallphysik*, Teubner-Verlag, Leipzig.
- Wang, N., J.-P. Montagner, A. Fichtner, and Y. Capdeville (2013), Intrinsic versus extrinsic seismic anisotropy: The radial anisotropy in reference Earth models, *Gephys. Res. Lett.*, 40, 4284–4288 <https://doi.org/10.1002/grl.50873>

- Watanabe, S., Hajima, T., Sudo, K., Nagashima, T., Takemura, T., Okajima, H., ... & Kawamiya, M. (2011). MIROC-ESM 2010: Model description and basic results of CMIP5-20c3m experiments. *Geoscientific Model Development*, 4(4), 845-872. <https://doi.org/10.5194/gmd-4-845-2011>
- Weiss, T., Siegesmund, S., Rabbel, W., Bohlen, T., & Pohl, M. (1999). Seismic velocities and anisotropy of the lower continental crust: A review. *Seismic exploration of the deep continental crust: Methods and concepts of DEKORP and accompanying projects*, 97-122. https://doi.org/10.1007/978-3-0348-8670-3_6
- Wenk, H. R., & Christie, J. M. (1991). Comments on the interpretation of deformation textures in rocks. *Journal of Structural Geology*, 13(10), 1091-1110. [https://doi.org/10.1016/0191-8141\(91\)90071-P](https://doi.org/10.1016/0191-8141(91)90071-P)
- Yuan, X., Sobolev, S. V., Kind, R., Oncken, O., Bock, G., Asch, G., ... & Comte, D. (2000). Subduction and collision processes in the Central Andes constrained by converted seismic phases. *Nature*, 408(6815), 958-961. <https://doi.org/10.1038/35050073>
- Zertani, S., John, T., Tilmann, F., Motra, H. B., Keppler, R., Andersen, T. B., & Labrousse, L. (2019a). Modification of the seismic properties of subducting continental crust by eclogitization and deformation processes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(9), 9731-9754. <https://doi.org/10.1029/2019JB017741>
- Zertani, S., Labrousse, L., John, T., Andersen, T. B., & Tilmann, F. (2019b). The interplay of Eclogitization and deformation during deep burial of the lower continental crust—A case study from the Bergen Arcs (Western Norway). *Tectonics*, 38(3), 898-915. <https://doi.org/10.1029/2018TC005297>
- Zhang, S., Gao, R., Li, H., Hou, H., Wu, H., Li, Q., ... & Liu, M. (2014). Crustal structures revealed from a deep seismic reflection profile across the Solonker suture zone of the Central Asian Orogenic Belt, northern China: An integrated interpretation. *Tectonophysics*, 612, 26-39. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.11.035>
- Zhao, W., Mechie, J., Brown, L. D., Guo, J., Haines, S., Hearn, T., ... & Saul, J. (2001). Crustal structure of central Tibet as derived from project INDEPTH wide-angle seismic data. *Geophysical Journal International*, 145(2), 486-498. <https://doi.org/10.1046/j.0956-540x.2001.01402.x>
- Zhao, L., Paul, A., Guillot, S., Solarino, S., Malusà, M. G., Zheng, T., ... & Wang, Q. (2015). First seismic evidence for continental subduction beneath the Western Alps. *Geology*, 43(9), 815-818. <https://doi.org/10.1130/G36833.1>
- Zhao, L., Paul, A., Malusà, M. G., Xu, X., Zheng, T., Solarino, S., ... & Zhu, R. (2016). Continuity of the Alpine slab unraveled by high-resolution P wave tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 121(12), 8720-8737. <https://doi.org/10.1002/2016JB013310>
- Zhao, G., Liu, J., Chen, B., Kaban, M. K., & Zheng, X. (2020). Moho beneath Tibet based on a joint analysis of gravity and seismic data. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 21(2), e2019GC008849. <https://doi.org/10.1029/2019GC008849>
- Zhong, X., Frehner, M., Kunze, K., & Zappone, A. (2014). A novel EBSD-based finite-element wave propagation model for investigating seismic anisotropy: Application to Finero Peridotite, Ivrea-

Verbano Zone, Northern Italy. *Geophysical Research Letters*, 41(20), 7105-7114.
<https://doi.org/10.1002/2014GL060490>

Zhong, T., Li, Y., Wu, N., Nie, P., & Yang, B. (2015). Statistical analysis of background noise in seismic prospecting. *Geophysical Prospecting*, 63(5), 1161-1174. <https://doi.org/10.1111/1365-2478.12237>

Zhong, X., & Frehner, M. (2018). E-Wave software: EBSD-based dynamic wave propagation model for studying seismic anisotropy. *Computers & Geosciences*, 118, 100-108.

Annexes

Annexe 1 : Données supplémentaires de l'article constituant le chapitre 1

Geochemistry, Geophysics, Geosystems

Supporting Information for

Assessing chemical and mineralogical properties of the Alpine slab based on field analogues and ambient noise tomography.

M. Sonnet¹, L. Labrousse¹, J. Bascou², A. Plunder³, A. Nouibat⁴ and A. Paul⁴

¹ Sorbonne Université, IStEP, UMR 7193, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris, Cedex 05, France.

² Université Jean Monnet, CNRS, LGL-TPE UMR5276, F-42023, Saint-Etienne, France

³ BRGM, F-45060 Orléans, France.

⁴ Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, IRD, UGE, ISTerre, 38000 Grenoble, France.

Contents of this file

Text S0, S1

Caption and Table S1

Captions and Figures S1, S2, S3, S4

Introduction

This supporting information provides (i) the bulk chemical composition of the 48 rocks sampled (Text S0 & Tab. S1), (ii) explains how the uncertainties in the seismic velocities were calculated (Text & Fig. S1), gives the thermodynamic modelling results from which the seismic velocities were calculated for the 8 samples and for the serpentine sample (Fig. S2-S3).

Text Table S1.

Table S1 shows the bulk chemical composition of the 48 rocks sampled, which were analyzed according to the following protocol:

A subset of 48 samples was crushed with an agate mortar in fine powders > 2 μm . 4-5 g of powder was dried in alumina crucible at 110°C during 2h and weighted. Next, they were heated during 2h at 550°C then 2h at 1000°C and weighted again for loss on ignition (LOI) determination. Major element compositions of these 48 samples were determined on powder

by ICP-OES spectroscopy (with an Agilent 5100 SVDV ICP-OES) at ALIPP6 laboratory (Sorbonne Université, Paris, France). 50 mg of powder was first digested with 1ml HNO₃ (Normatom, 67-69%) and 1ml H₂O₂ (Normapur, 30%) at ambient temperature during 12h, and at 100°C during 12h before evaporation. Then, they were digested with 1 ml HNO₃ and 1 ml HF (Normatom, 47-51%) at 80-90°C during 3-4h and diluted in 50 ml of H₃BO₃ 2% (20 g/L) aqueous solution to neutralize HF. 1 ml of solution was diluted in 10 ml of HNO₃ 2% to obtain a final dilution factor of 10000. Analyzed major and minor elements were: SiO₂, TiO₂, Al₂O₃, Fe₂O₃, MnO, K₂O, P₂O₅, MgO, CaO, Na₂O. Blanks were analyzed to monitor instrument and digestion procedure contamination. International reference materials (ACEE, AGV-1, ATHO-1, BCR-1, BEN, BHVO-2, BIR-1, HAM, LIP-1, MAN, RGM1, UB-N) were analyzed for calibration and quality control (reproducibility and accuracy calculation). Concentration of each element was calculated as the average of 1 to 4 wavelengths.

These compositions were used as input data to the thermodynamic models. Since we do not know the thermo-elastic parameters for all end-members, some mineral substitutions were made to allow the calculation of seismic velocities. Thus, microcline and sanidine were substituted by orthoclase, andradite by grossular, spessartine by pyrope, Mg-Fe-pyroxene by enstatite, Fe-Al-pyroxene by ferrosilite, omphacite by jadeite, Fe-anthophyllite, cummingtonite, gedrite and grunerite as well as solutions between cummingtonite and grunerite by hornblende, eastonite and oxybiotite by phlogopite, paragonite by muscovite, Fe-celadonite by celadonite, Al-free-chlorite by clinocllore, clinozoisite by zoisite, hematite by magnetite, pyrophanite by rutile.

Figure A and B show the velocity calculations systematically performed on each sample. Figures A relate mineralogical assemblages according to pressure and temperature, seismic velocity PT map and velocity profiles as a function of depth. Figures B show the impact of rock water content on seismic velocities for each sample, using the same bulk chemical composition but varying the percentage of hydrogen.

Text Figure S1.

The choice of database in the thermodynamic models slightly modifies the mode of the rock and thus the deduced seismic velocities. To quantify the variations generated, we calculated the seismic velocities for the same chemical composition according to 3 different databases (JUN92.bs Bernmann 1990, tcd55c2d Holland and Powell, 1998, and tc62cid Holland and Powell, 2011) on 2 samples: the Gruf charnockite (11GR21), which has a felsic composition, and the Taou Blanc chlorito-schist (29GP20), which is mafic (Fig. S1).

The Gruf charnockite does not show variations between S-wave velocity from the tcds62cid database and those from tcdb55c2d database. A variation of 0.10 km/s along the subduction gradient and 0.20 km/s along the collision profile, is observed using the JUN92.bs database (Fig. S1). This slight difference is explained by a limited variation in the mode of the rock as shown by the proportions calculated at the metamorphic peak conditions (34% or 37% of quartz and 63% or 60 % of feldspar at 900°C to 1000°C and 0.8 to 1.0 GPa, Galli et al., 2011; Oalman et al., 2019). The Taou Blanc chlorito-schist shows larger S-wave velocity variations. Along the subduction gradient the maximum variation is 0.30 km/s, near 70 km depth, while it reaches 0.40 km/s at 40 km along the collision gradient (Fig. S1). At metamorphic peak conditions (2.2 ± 0.2 GPa and $480^\circ\text{C} \pm 30^\circ$, Le Bayon et al., 2006 and Plunder et al., 2012), each rock mode is different: the tcdb55c2d database yields 3% kyanite and 10% clinopyroxene, whereas there is no kyanite and 4% clinopyroxene using the tcds62cid database. The JUN92.bs database shows 7% feldspar and 36% amphibole, compared to over 50% with the others (Fig. S1).

The tcdb55c2d provides a more consistent paragenesis with that observed in thin section for the Taou Blanc chlorito-schist, i.e for mafic samples, than the other databases. For the Gruf charnockite, i.e. for felsic samples, the choice of database has no major impact on the predicted paragenesis (Fig. S1). Thus, the tcdb55c2d database was used for all samples, except for the serpentinite sample (1LZ20), for which the tcds62cid database yields a better fit to the observed paragenesis.

The uncertainty on the calculated seismic velocities includes those resulting from thermodynamic calculations as well as those related to laboratory measurements of physical properties to calculate the properties of single crystals.

The sources of uncertainty involved in calculating seismic rock properties from laboratory measurements arise from uncertainty in the thermo-elastic parameters of single minerals. Density, thermal expansivity and elastic moduli are the parameters that control single-crystal property calculations (Hacker and Abers, 2004). Density generally has uncertainties of less than 0.15% (Smyth and McCormick, 1995). Thermal expansivity for simple solid solution, e.g., olivine, vary around 14% (Fei, 1995), with a measurement accuracy of 2% (Anderson and Issak, 1995). However, for more complex minerals such as pyroxenes, the derivative of thermal expansivity $\frac{\partial\alpha}{\partial T}$ has never been measured. Bulk and shear moduli measured in different laboratories for minerals endmembers such as pyrope and diopside differ by 2% or 3% (Bass, 1995; Knittle, 1995), with a measurement accuracy better than 1% (Anderson and Isaak, 1995).

Finally, the uncertainty in P- and S-wave velocity calculations for mineral endmembers, for which the thermo-elastic parameters are well known (e.g., almandine), is less than 0.5%, according to Monte Carlo simulations (Hacker and Abers, 2004). Similarly, the uncertainty in calculations of elastic moduli at high PT (e.g., 800°C and 4 GPa) of a mineral endmember, is less than 1%. Furthermore, the sensitivity to single measurement error is systematically reduced at the rock scale, since the rock is polymineralic.

Table S1. **Results of the bulk chemical composition in major and minor elements of the 48 samples. Samples in bold are those for which seismic velocity calculations have been made.**

Location	Sample	Group	Oxides (wt%)										Total	LOI
			SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	MnO	P ₂ O ₅		
Rabuons serie	RAB1902	Mafic	52.0	2.0	14.0	13.3	8.8	5.9	2.7	0.7	0.2	0.4	99.7	1.85
Rabuons serie	RAB1904	Ultra-mafic	42.8	3.8	15.7	14.5	12.9	5.1	2.2	1.7	0.3	0.9	99.7	2.88
Rabuons serie	RAB1906	Mafic	50.5	2.9	13.2	14.5	8.4	5.6	2.9	0.7	0.3	0.4	99.7	0.04
Rabuons serie	RAB1907	Felsic	71.6	0.8	15.2	5.3	1.9	1.75	2.5	0.75	0.1	0.2	100.1	1.80
Gran Paradisio	7A GP20	Mafic	49.75	1.72	14.99	10.64	10.23	6.75	3.13	0.14	0.16	0.28	97.78	1.87
Gran Paradisio	7B GP20	Felsic	72.70	0.16	14.39	1.25	1.77	0.50	4.13	3.10	0.03	0.05	98.07	0.41
Gran Paradisio	8C GP20	Mafic	46.35	0.85	16.96	13.25	10.52	4.00	0.35	0.85	0.65	0.18	93.95	6.03
Gran Paradisio	15 GP20	Felsic	76.44	0.20	5.42	3.15	6.61	1.20	0.04	1.13	0.30	0.07	94.55	5.40
Gran Paradisio	20 GP20	Felsic	75.75	0.10	13.16	1.28	0.34	0.20	3.15	5.13	0.05	0.07	99.23	0.70
Gran Paradisio	29 GP20	Mafic	49.69	1.79	15.58	10.64	7.01	9.00	3.40	0.17	0.15	0.20	97.62	2.91
Corsica	3 COR21	Inter-mediate	56.25	1.00	15.92	7.60	4.59	3.79	1.72	1.53	0.16	0.08	92.63	4.68
Corsica	4A COR21	Felsic	76.98	0.07	12.72	0.89	1.28	0.19	5.95	0.28	0.02	0.02	98.40	0.77
Corsica	4B COR21	Mafic	51.29	1.66	15.26	9.10	6.90	6.65	2.08	3.77	0.17	0.30	97.17	3.07
Corsica	7 COR21	Felsic	69.49	0.45	14.67	3.67	1.35	1.66	2.79	3.65	0.06	0.11	97.91	2.31
Location	Sample	Group	Oxides (wt%)										Total	LOI
			SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	MnO	P ₂ O ₅		
Annelle serie	AN1902	Mafic	50.6	2.3	13.7	14.4	8.5	6.0	2.9	0.8	0.3	0.3	99.7	2.15
Annelle serie	AN1907	Mafic	52.9	3.2	14.8	12.6	5.3	5.2	0.6	3.7	0.3	0.4	98.8	3.03
Arpont serie	AR1903A	Ultra-mafic	42.0	2.7	13.7	12.0	13.7	6.0	3.3	0.7	0.2	0.4	94.7	9.39
Arpont serie	AR1904	Mafic	50.1	2.6	15.0	14.9	7.9	4.8	2.8	0.5	0.3	0.3	99.1	3.31
Col du Sabot	BDC02	Inter-mediate	58.4	0.7	16.6	4.9	5.2	5.4	4.7	1.1	0.1	1.1	98.3	2.74
Col du Sabot	BDC03	Mafic	52.1	2.0	17.6	11.0	6.4	5.3	4.5	1.1	0.2	0.2	100.4	2.61
Col du Sabot	BDC04	Mafic	49.9	2.3	14.6	13.7	9.0	6.1	3.0	1.0	0.2	0.3	100.1	2.36
Lacs de la tempête	BDT01	Felsic	68.5	0.6	15.9	3.9	2.0	1.9	2.6	3.7	0.1	0.8	100.0	2.49
Lacs de la tempête	BDT03	Mafic	45.6	1.3	16.1	12.0	10.5	7.5	1.9	2.8	0.2	0.1	98.0	3.43
Lacs de la tempête	BDT05	Mafic	49.4	1.2	14.0	14.2	9.2	8.2	2.1	0.5	0.2	0.2	99.1	1.60
Lacs de la tempête	BDT07	Mafic	52.8	0.5	6.4	4.6	12.4	16.6	0.5	0.5	0.2	0.2	100.1	2.78
Mariande	MAR1901	Felsic	68.8	0.8	15.6	6.0	0.3	3.3	1.4	4.1	0.1	0.1	100.5	3.49
Mariande	MAR1903	Mafic	50.5	2.5	2.5	13.3	8.1	6.0	2.1	2.4	0.3	0.4	99.7	3.27
Rabuons serie	RAB1901A	Ultra-mafic	44.7	2.9	15.7	17.0	10.4	5.5	3.0	0.2	0.2	0.5	99.7	0.93

Location	Sample	Group	Oxides (wt%)										Total	LOI
			SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	MnO	P ₂ O ₅		
Corsica	11 COR21	Mafic	51.09	1.04	18.61	9.10	6.81	3.81	2.99	2.57	0.15	0.22	96.39	2.36
Corsica	12 COR21	Felsic	65.03	0.32	16.32	4.68	1.27	2.41	1.94	3.79	0.04	0.08	95.87	3.03
Gruf complex	3 GR21	Ultra- mafic	44.58	0.08	3.17	8.13	1.94	36.58	0.10	0.14	0.12	0.02	94.86	4.07
Gruf complex	4 GR21	Felsic	70.54	0.21	14.58	1.84	0.45	1.35	2.07	5.04	0.04	0.21	96.31	1.47
Gruf complex	5 GR21	Mafic	49.73	1.55	16.13	9.51	10.60	7.56	2.87	0.20	0.16	0.20	98.50	1.04
Gruf complex	7 GR21	Felsic	74.0	0.2	14.8	1.4	2.0	0.6	4.1	3.2	0.03	0.03	100.3	0.77
Gruf complex	11 GR21	Felsic	73.51	0.21	14.12	1.63	1.30	0.47	3.04	5.03	0.04	0.12	99.47	0.68
Val Sesia	2A IV20	Ultra- mafic	44.53	1.20	21.89	14.47	6.00	5.10	3.10	0.19	0.46	0.08	97.02	0.39
Val Sesia	2C IV20	Ultra- mafic	43.33	1.39	21.95	14.02	5.91	4.66	3.07	0.17	0.43	0.09	95.02	0.39
Val Sesia	4 IV20	Felsic	74.46	0.73	9.29	3.46	4.02	3.49	0.32	2.76	0.04	0.07	98.63	1.98
Val Sesia	5 IV20	Mafic	48.55	1.37	17.44	10.58	10.65	5.77	2.28	0.33	0.15	0.38	97.50	1.86
Val Sesia	6A IV20	Mafic	48.36	0.33	12.93	8.48	13.07	15.43	0.53	0.15	0.16	0.02	99.46	0.36
Val Sesia	7 IV20	Felsic	68.82	0.23	15.45	2.42	1.20	1.28	0.85	5.26	0.03	0.03	95.56	3.48
Monte Mucrone	1 MM20	Felsic	70.20	0.31	15.03	2.80	2.48	0.64	3.32	2.88	0.05	0.20	97.90	1.71

Location	Sample	Group	Oxides (wt%)										Total	LOI
			SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	MnO	P ₂ O ₅		
Monte Mucrone	2 MM20	Inter- mediate	55.24	0.92	16.80	9.07	6.34	3.08	2.72	1.77	0.17	0.29	96.39	2.59
Monte Mucrone	5 MM20	Felsic	67.78	0.43	15.29	4.66	0.84	1.34	2.49	2.62	0.07	0.14	95.67	1.48
Monte Mucrone	6 MM20	Mafic	48.38	1.17	15.26	13.37	9.65	5.87	3.53	1.43	0.19	0.15	98.99	0.00
Rocca Canavese	1 LZ20	Ultra- mafic	39.40	0.15	3.96	8.20	1.81	34.12	0.04	0.17	0.15	0.01	88.01	10.69
Rocca Canavese	4A LZ20	Inter- mediate	56.58	0.72	16.47	8.38	3.01	4.33	2.94	2.29	0.33	0.22	95.28	3.22
Rocca Canavese	5 LZ20	Felsic	83.74	0.19	7.11	3.22	0.17	1.00	0.18	2.42	0.08	0.02	98.13	1.53

Figure S1. Effects of the thermodynamic database selection on the calculated seismic velocities. Paragenesis at metamorphic peak conditions were averaged. Peak conditions of (i) Gruf charnockite are 900-1000°C and 8-10 kbar (Galli et al., 2011; Oalman et al., 2019), (ii) Taou Blanc chlorito-schist are 530°C and 1.3 GPa (Massonne, 2015).

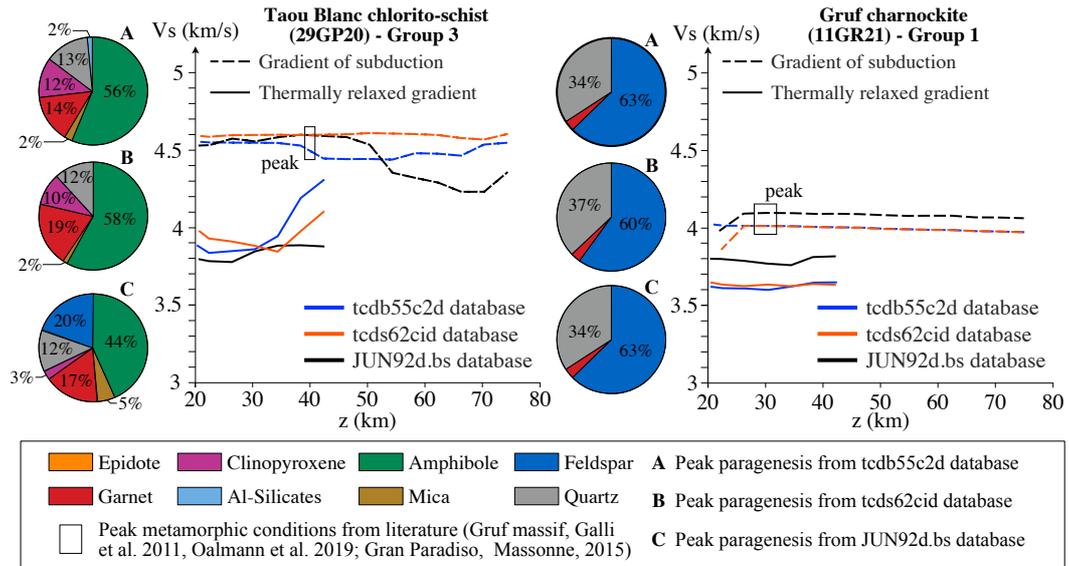


Figure S2. S-wave velocity calculation results for the Lanzo serpentinite sample. (A) S-wave velocities of the aggregate in a PT range, calculated from its mode (B), derived from thermodynamic models (Gibbs energy minimization via Theriak Domino), and from thermoelastic parameters of the phases involved, using the Hacker and Abers (2004) seismic property model. (C) Evolution of S-wave velocities along the subduction ($8^{\circ}\text{C}/\text{km}$) and collision ($30^{\circ}\text{C}/\text{km}$) gradient as a function of depth, compared to that of the Alpine slab. Only the phases representing more than 1% of the rock are considered in the calculation.

1LZ20 serpentinite: 39.4% SiO₂ 4% Al₂O₃ 8.2% FeO 1.8% CaO 34.1% MgO 0.04% Na₂O 0.2% K₂O LOI = 10.7%

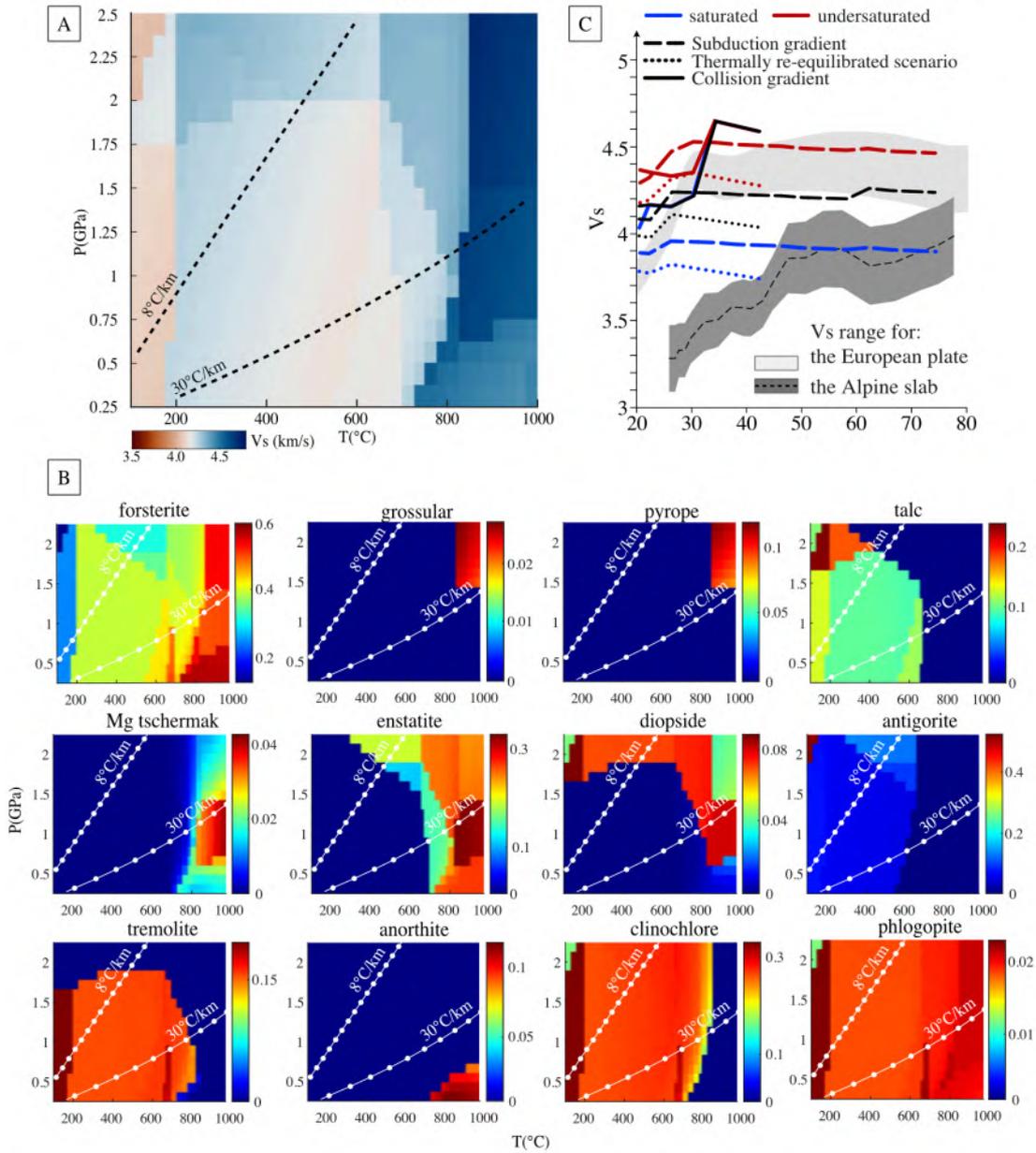
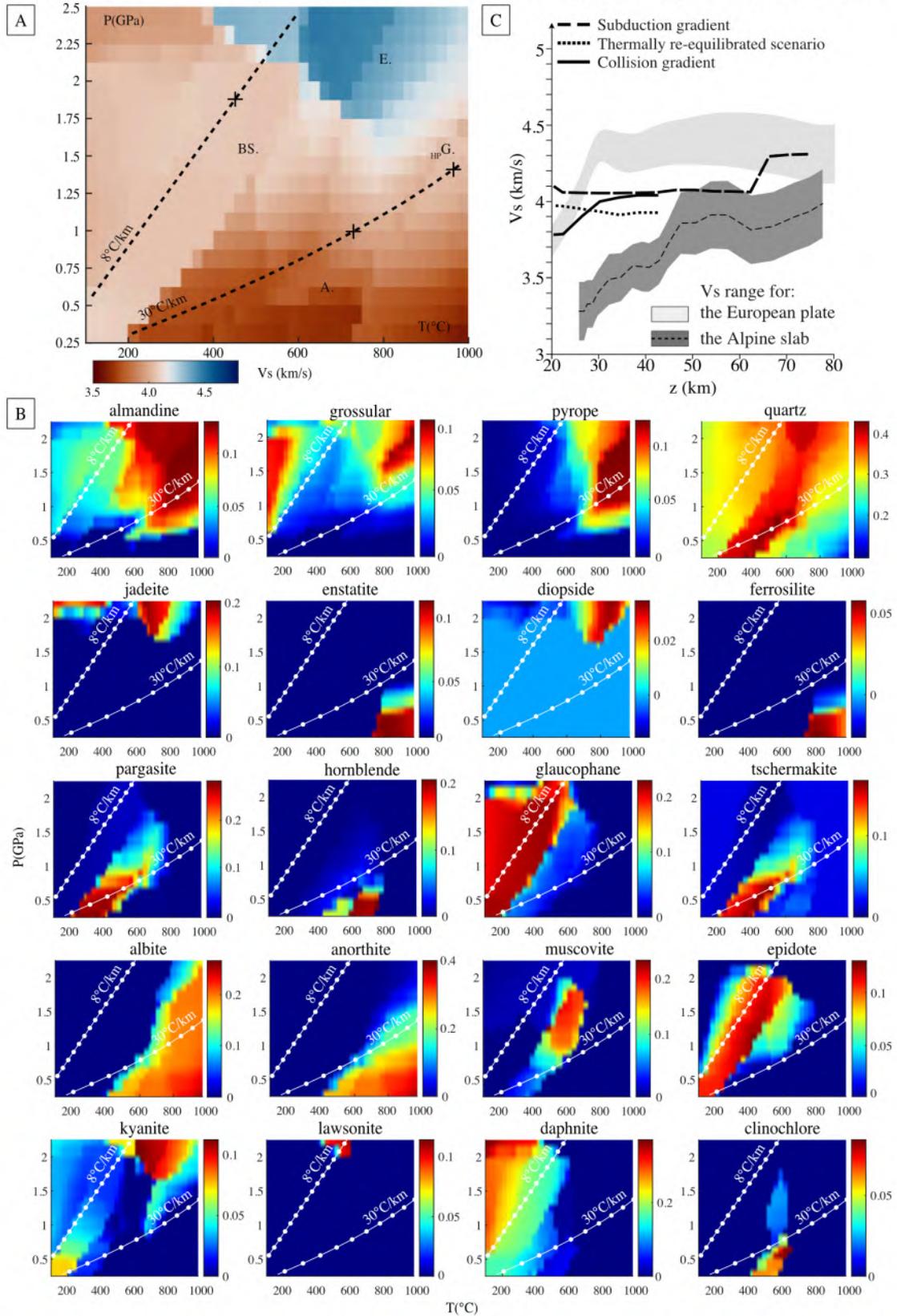
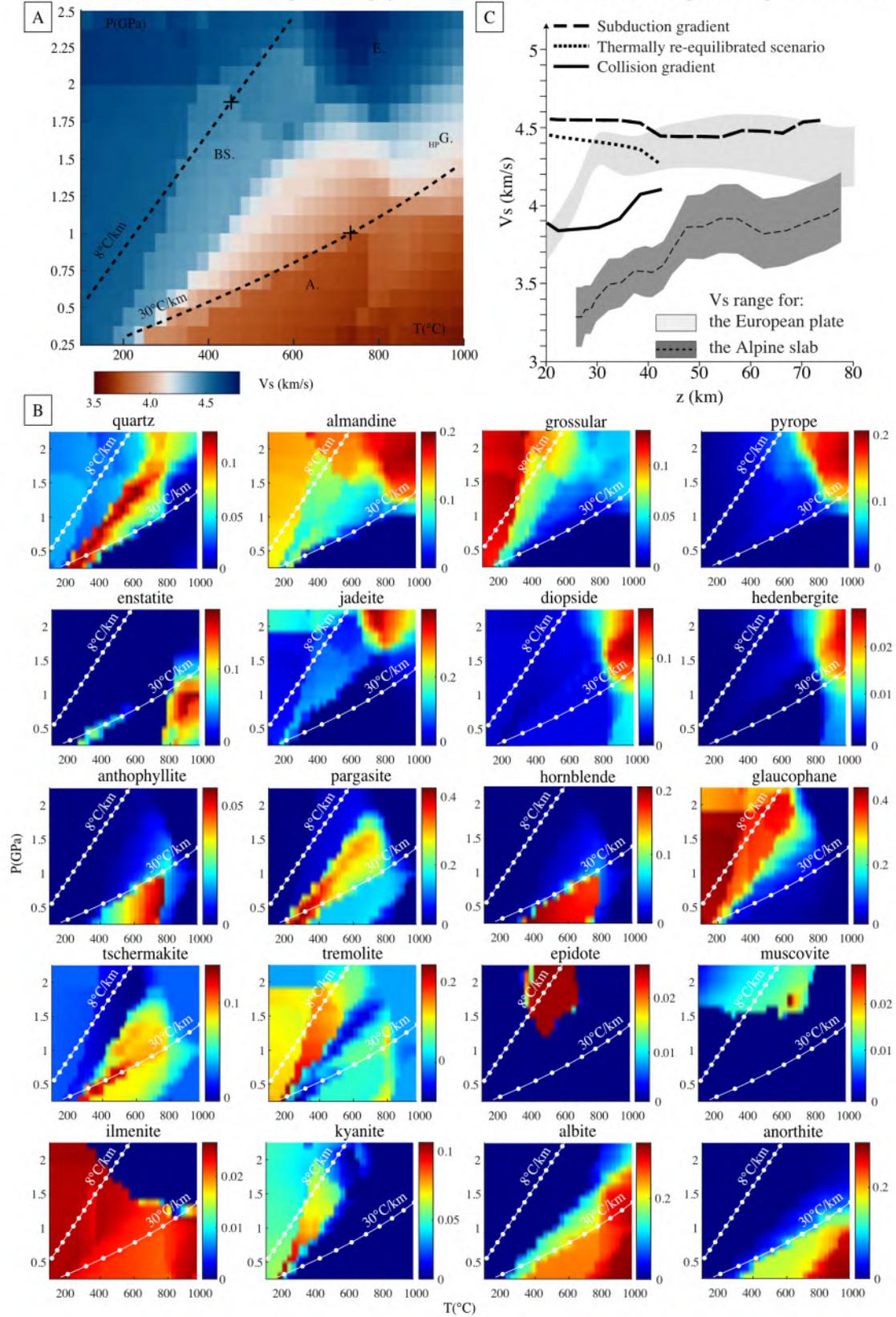


Figure S3. S-wave velocity calculation results for the 8 sample (refer to the figure title). (A) S-wave velocities of an aggregate in a PT range, calculated from its mode (B), derived from thermodynamic models (Gibbs energy minimization via Theriak Domino), and from thermoelastic parameters of the phases involved, using the Hacker and Abers (2004) seismic property model. (C) Evolution of S-wave velocities along the subduction ($8^{\circ}\text{C}/\text{km}$) and collision ($30^{\circ}\text{C}/\text{km}$) gradient as a function of epth, compared to that of the Alpine slab. Only the phases representing more than 1% of the rock are considered in the calculation.

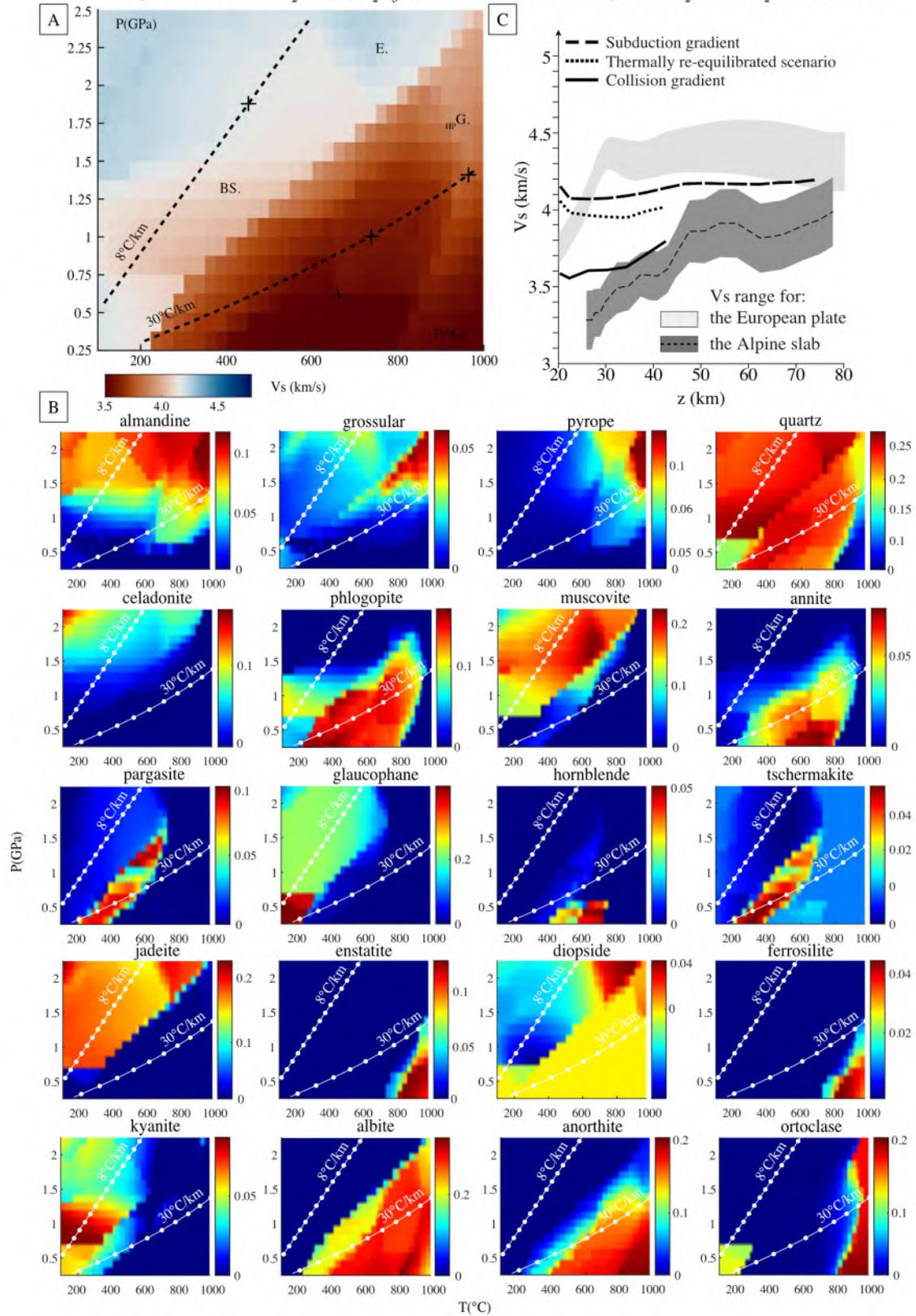
3COR21 composition: 56.3%SiO₂ 16%Al₂O₃ 7.6%FeO 4.6%CaO 3.8%MgO 1.7%Na₂O 1.5%K₂O LOI = 4.7%



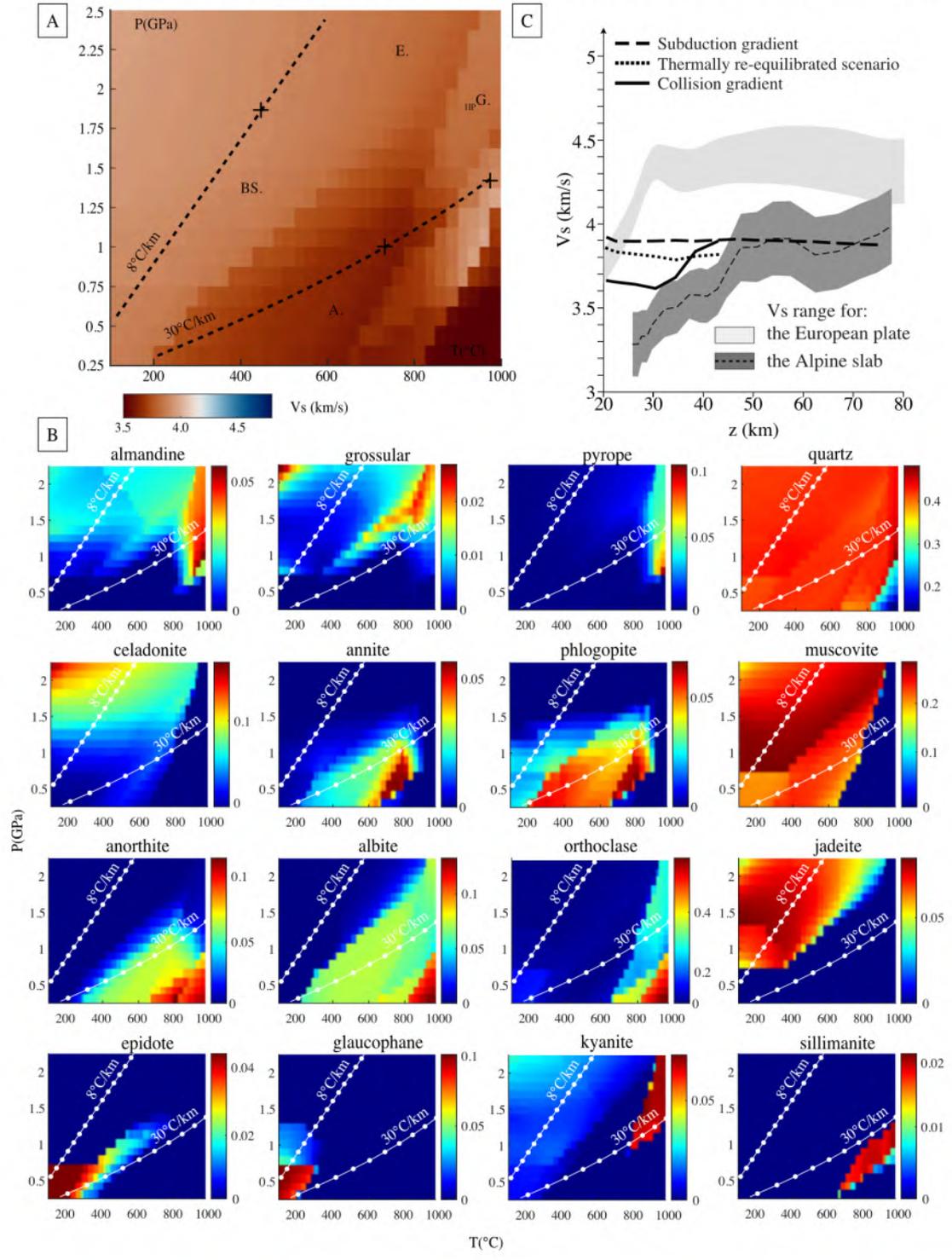
29GP20 composition: 49.7% SiO₂ 15.6% Al₂O₃ 10.6% FeO 7% CaO 9% MgO 3.4% Na₂O 0.2% K₂O LOI = 2.9%



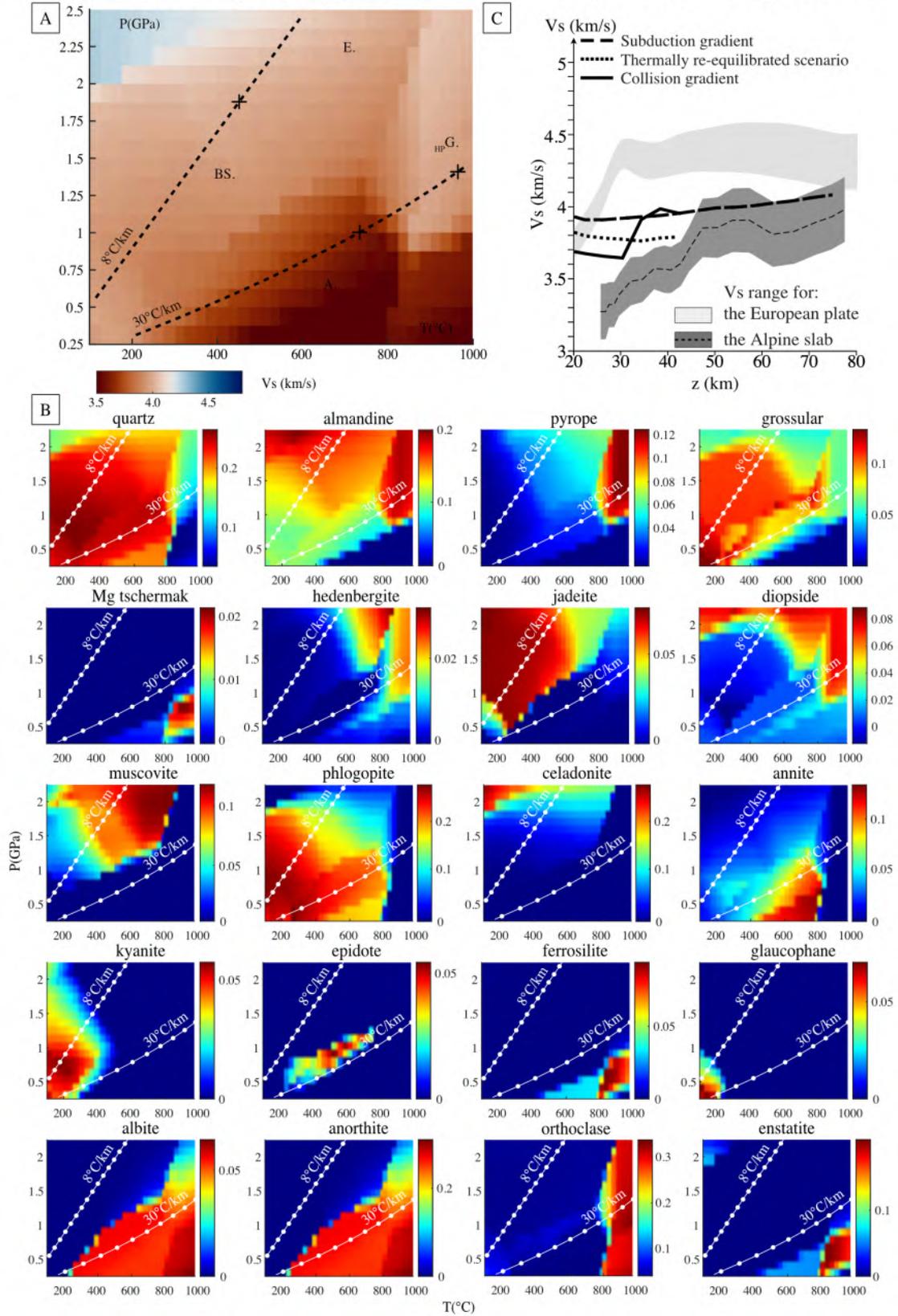
4ALZ20 composition: 56.6% SiO₂ 16.5% Al₂O₃ 8.4% FeO 3% CaO 4.3% MgO 3% Na₂O 2.3% K₂O LOI = 3.2%



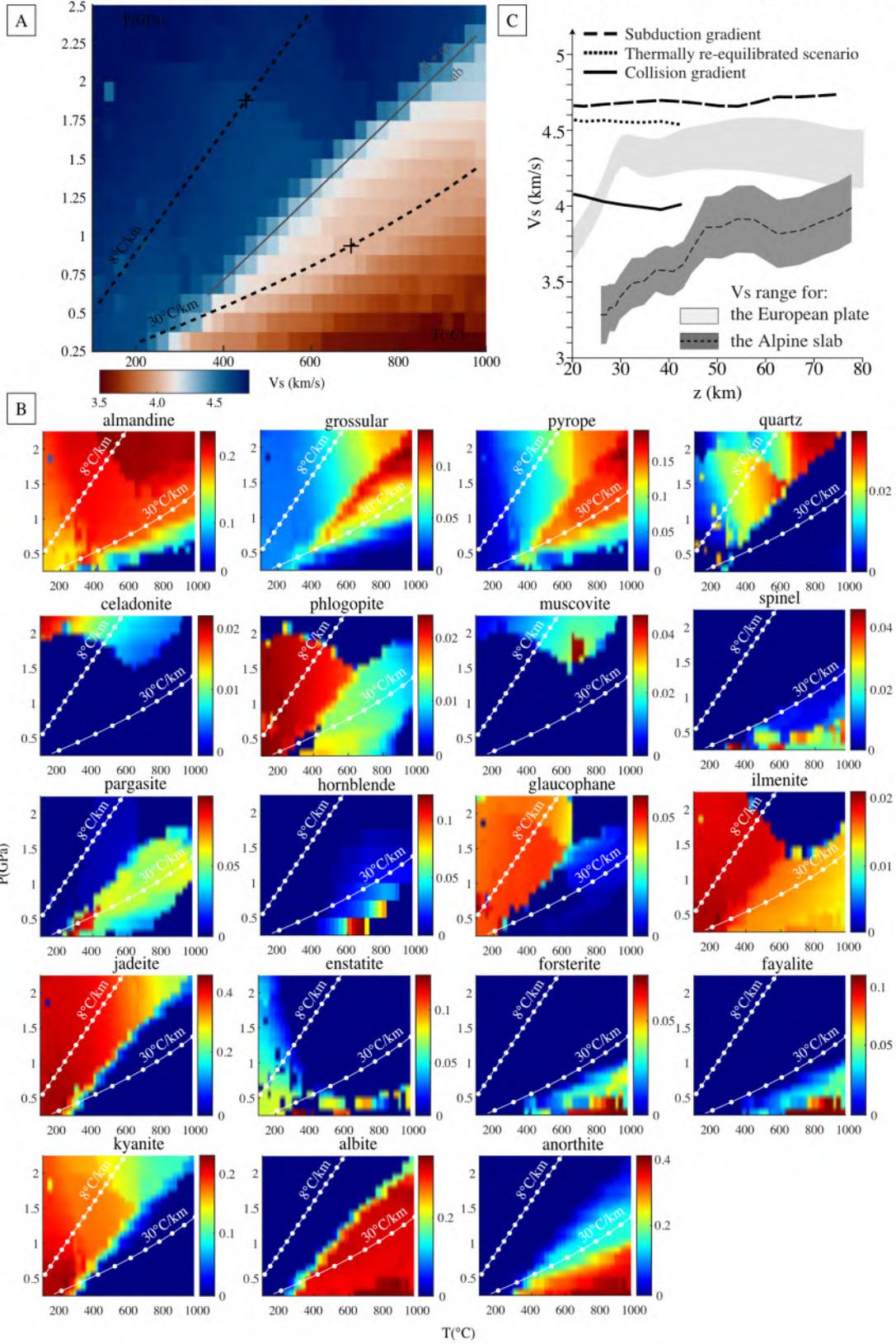
71V20 composition: 68.8% SiO₂ 15.5% Al₂O₃ 2.4% FeO 1.2% CaO 1.3% MgO 0.8% Na₂O 5.3% K₂O LOI = 3.5%



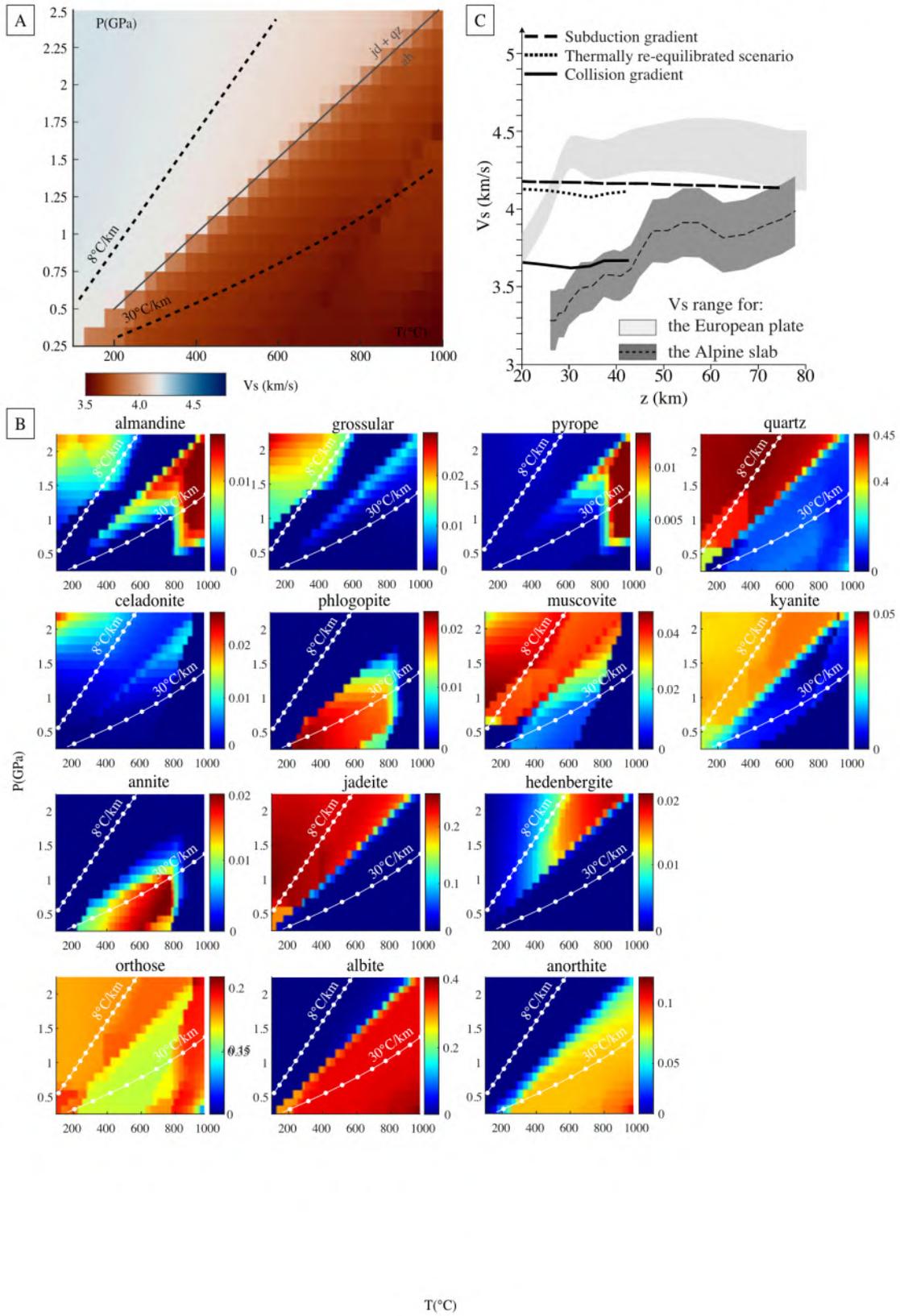
AN1907 composition: 51.2%SiO₂ 15.1%Al₂O₃ 10.2%FeO 5.4%CaO 5.3%MgO 0.6%Na₂O 3.8%K₂O LOI = 3.3%



2AIV20 composition: 44.5% SiO₂ 21.9% Al₂O₃ 14.5% FeO 6% CaO 5.1% MgO 3.1% Na₂O 0.2% K₂O LOI = 0.4%



7BGP20 composition: 72.7% SiO₂ 14.4% Al₂O₃ 1.25% FeO 1.8% CaO 0.5% MgO 4.1% Na₂O 3.1% K₂O LOI = 0.4%



11GR21 composition: 73.5% SiO₂ 14.1% Al₂O₃ 1.6% FeO 1.3% CaO 0.5% MgO 3% Na₂O 5% K₂O LOI = 0.7%

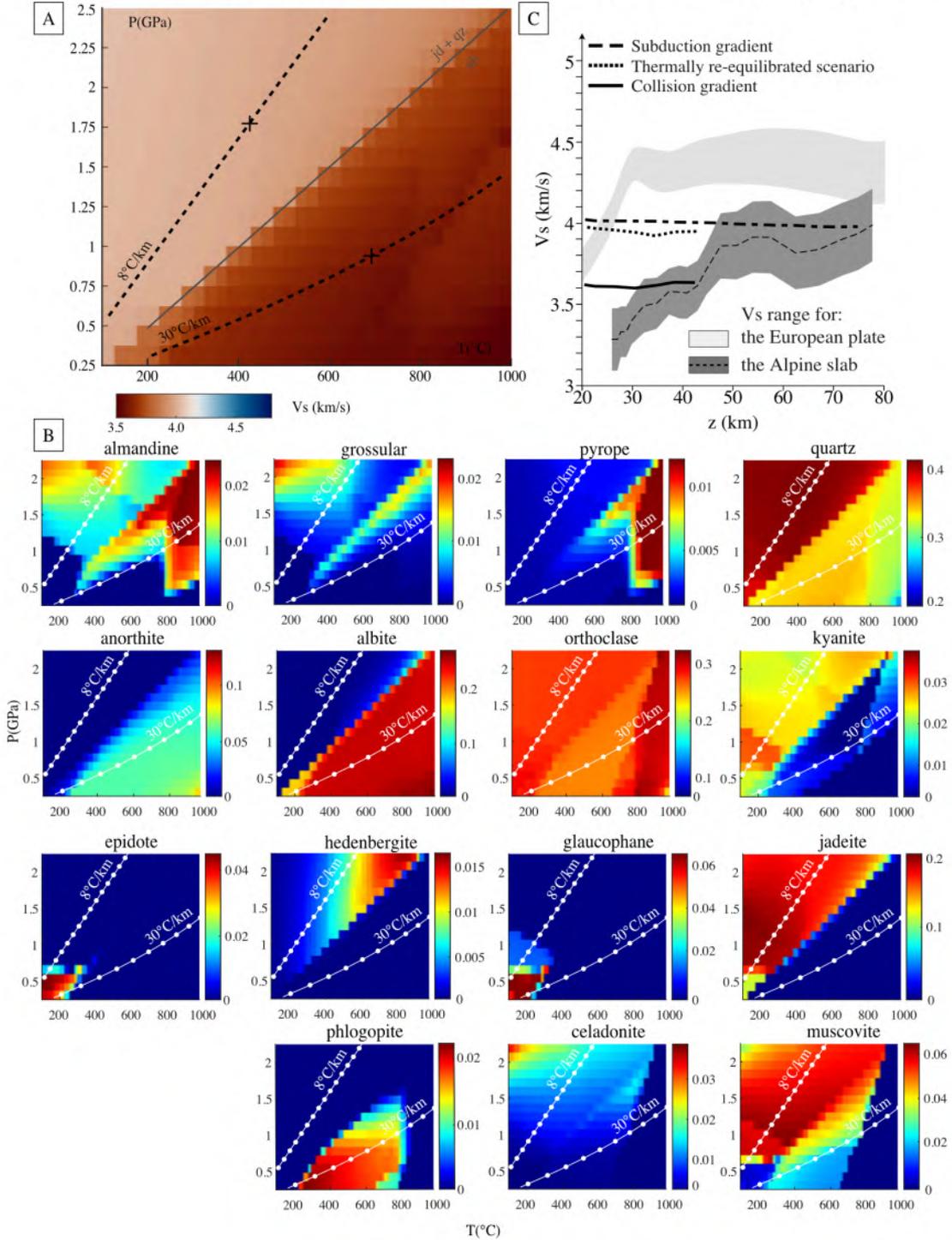
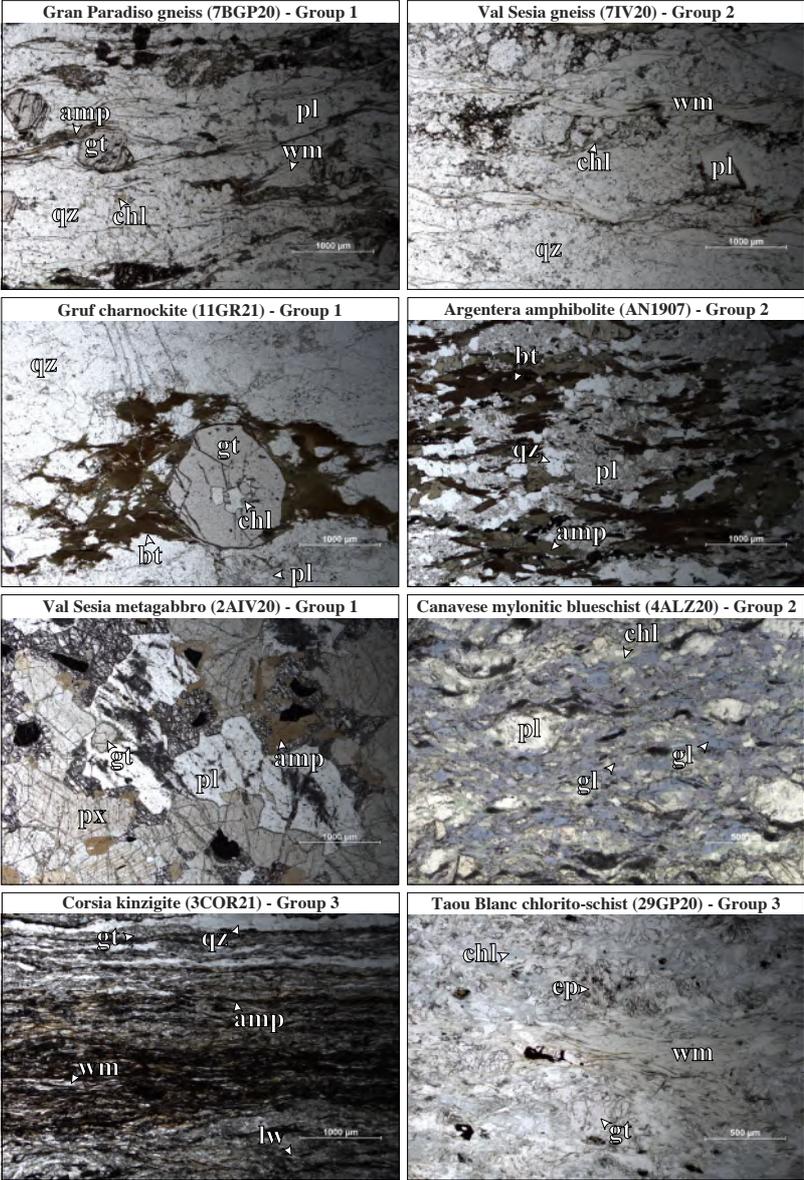


Figure S4: Microscopic pictures of thin sections for which S-wave velocity has been calculated. The mentioned groups (1, 2 or 3) refer to the topology of the S-wave velocity maps. Minerals abbreviations are from Whitney and Evans (2010).



References

Anderson, O. L., and D. G. Isaak (1995), Elastic constants of mantle minerals at high temperature, in *Mineral Physics and Crystallography: A Handbook of Physical Constants*, Ref. Shelf Ser., vol. 2, edited by T. J. Ahrens, pp. 64–97, AGU, Washington, D.C.

Bass, J. D. (1995), Elasticity of minerals, glasses, and melts, in *Mineral Physics and Crystallography: A Handbook of Physical Constants*, Ref. Shelf Ser., vol. 2, edited by T. J. Ahrens, pp. 45–63, AGU, Washington, D.C.

Berman, R. G. (1990). Mixing properties of Ca-Mg-Fe-Mn garnets. *American Mineralogist*, 75(3-4), 328-344.

Fei, Y. (1995), Thermal expansion, in *Mineral Physics and Crystallography: A Handbook of Physical Constants*, Ref. Shelf Ser., vol. 2, edited by T. J. Ahrens, pp. 29–44, AGU, Washington, D.C.

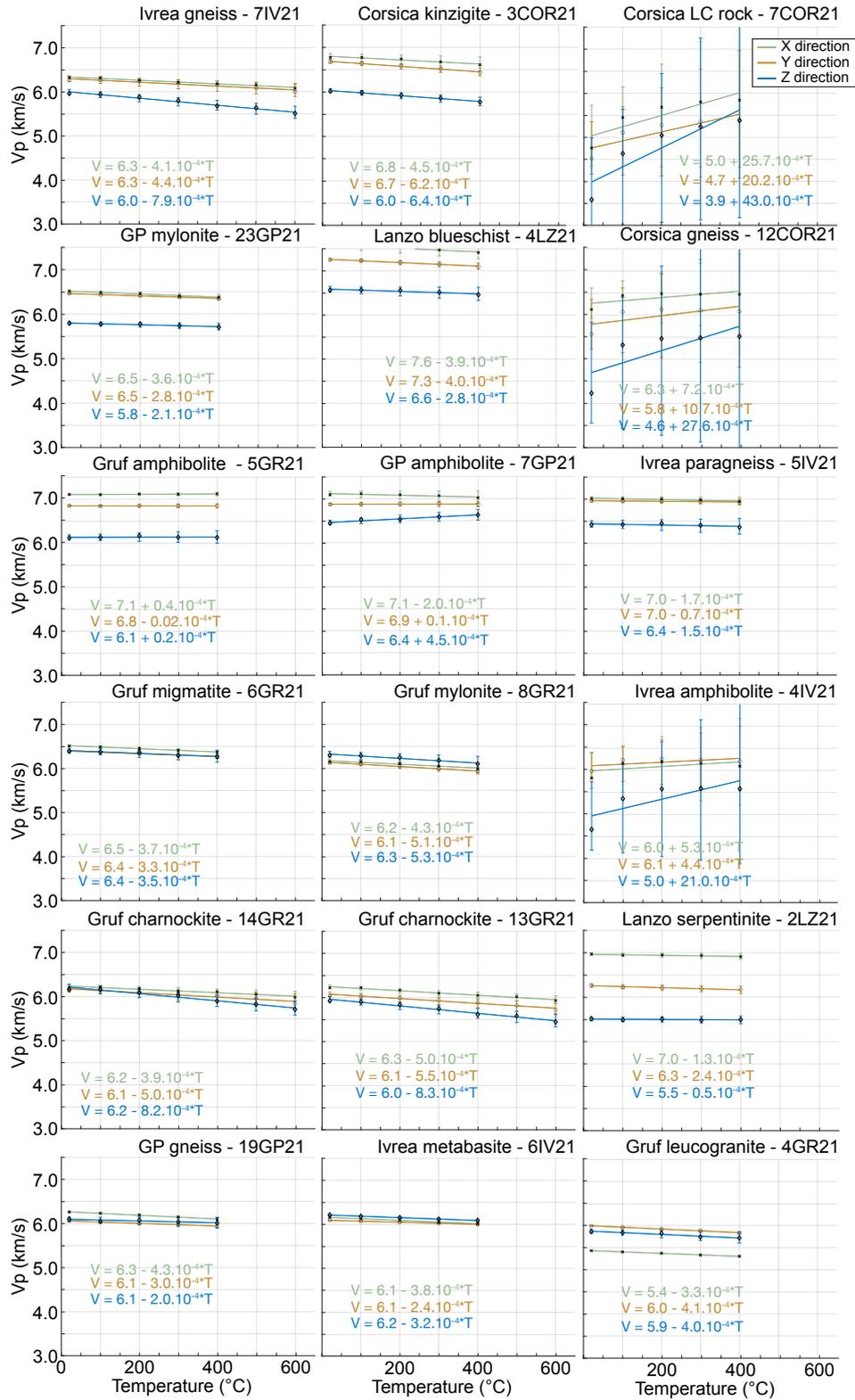
Holland, T. J. B., & Powell, R. (2011). An improved and extended internally consistent thermodynamic dataset for phases of petrological interest, involving a new equation of state for solids. *Journal of metamorphic Geology*, 29(3), 333-383. <https://doi.org/10.1111/j.1525-1314.2010.00923.x>

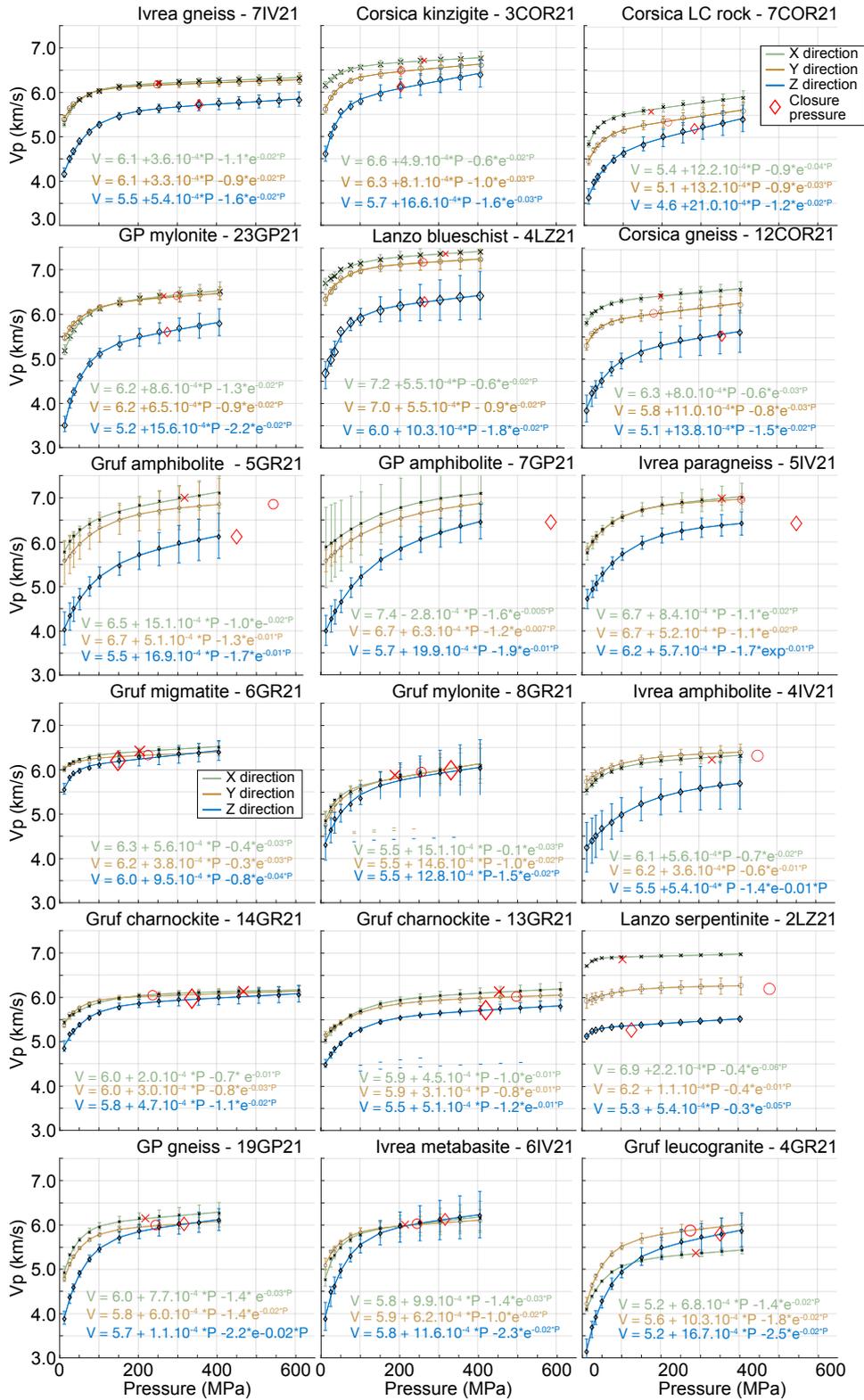
Knittle, E. (1995), Static compression measurements of equations of state, in *Mineral Physics and Crystallography: A Handbook of Physical Constants*, Ref. Shelf Ser., vol. 2, edited by T. J. Ahrens, pp. Washington, D.C. 98 – 142, AGU.

Massonne, H. J. (2015). Derivation of P–T paths from high-pressure metagranites - Examples from the Gran Paradiso Massif, western Alps. *Lithos*, 226, 265-279. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2014.12.024>

Smyth, J. R., & McCormick, T. C. (1995). Crystallographic data for minerals. *Mineral Physics and Crystallography: A Handbook of Physical Constants*, 2, 1-17.

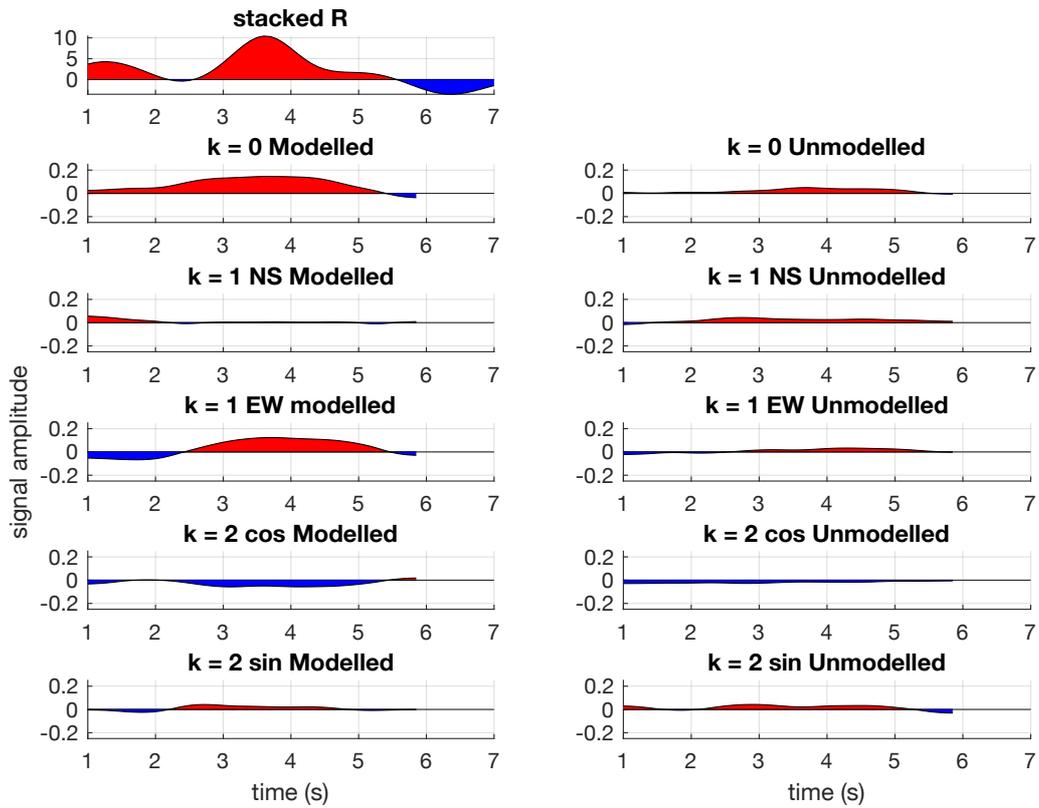
Annexe 2 : Résultats des mesures directes en fonction de la pression et la température sur l'ensemble des échantillons



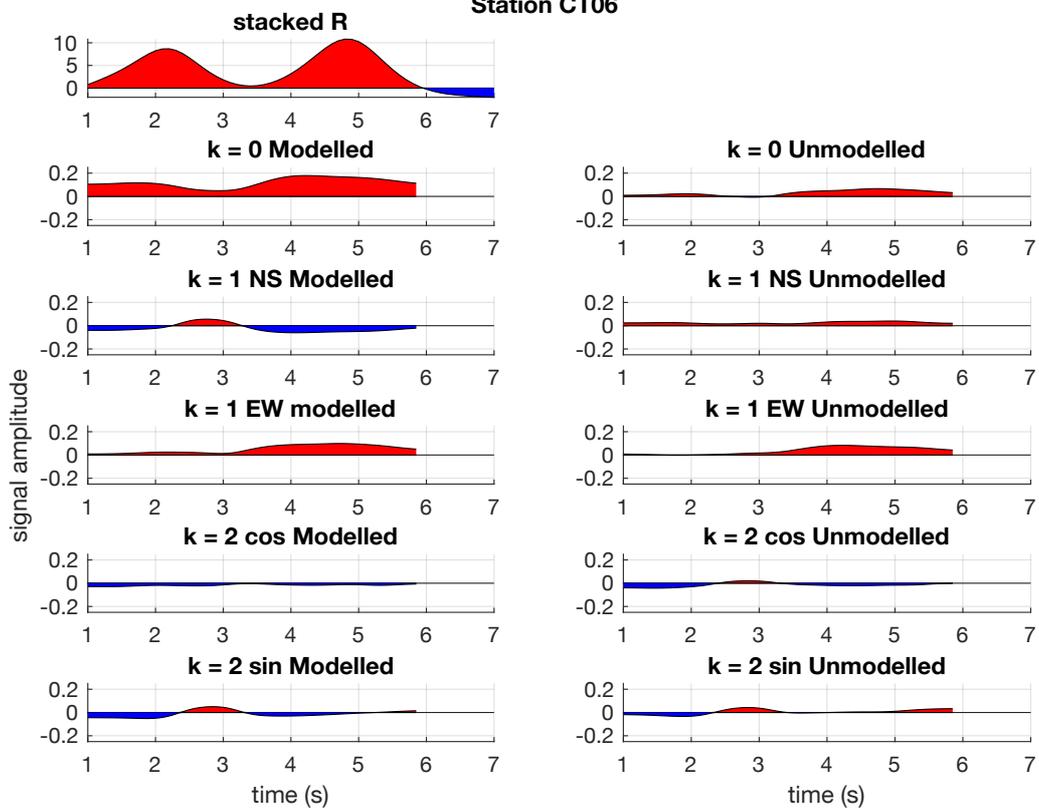


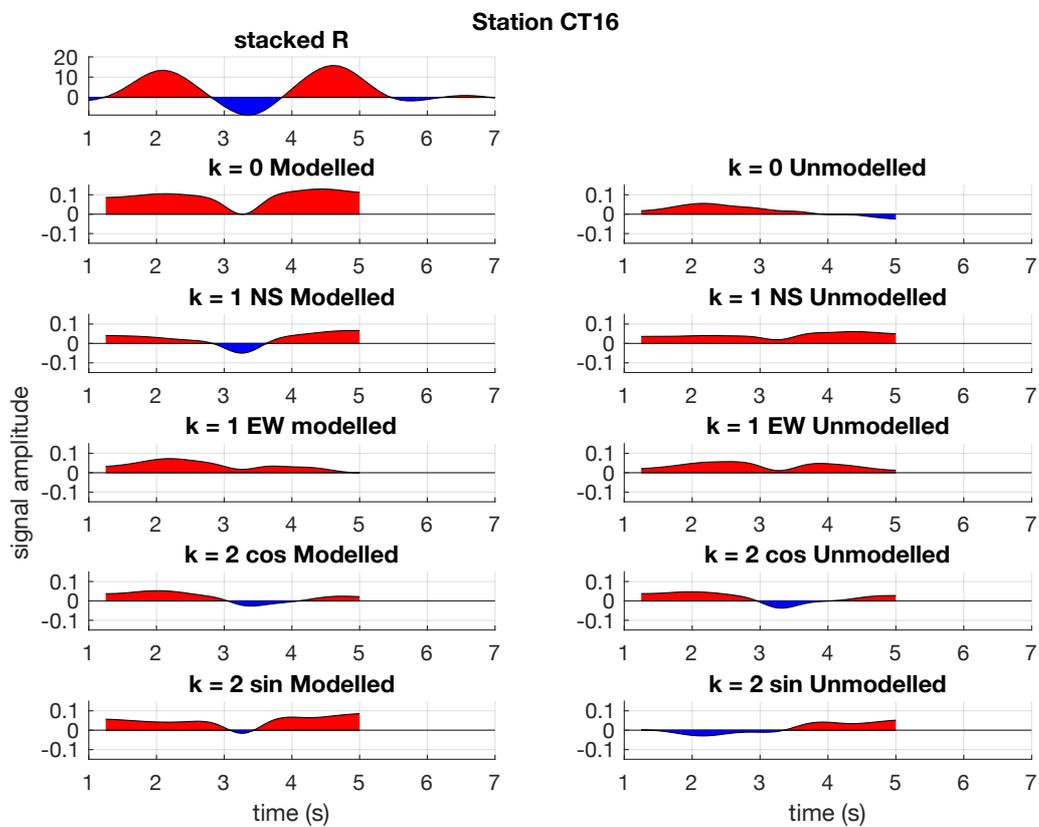
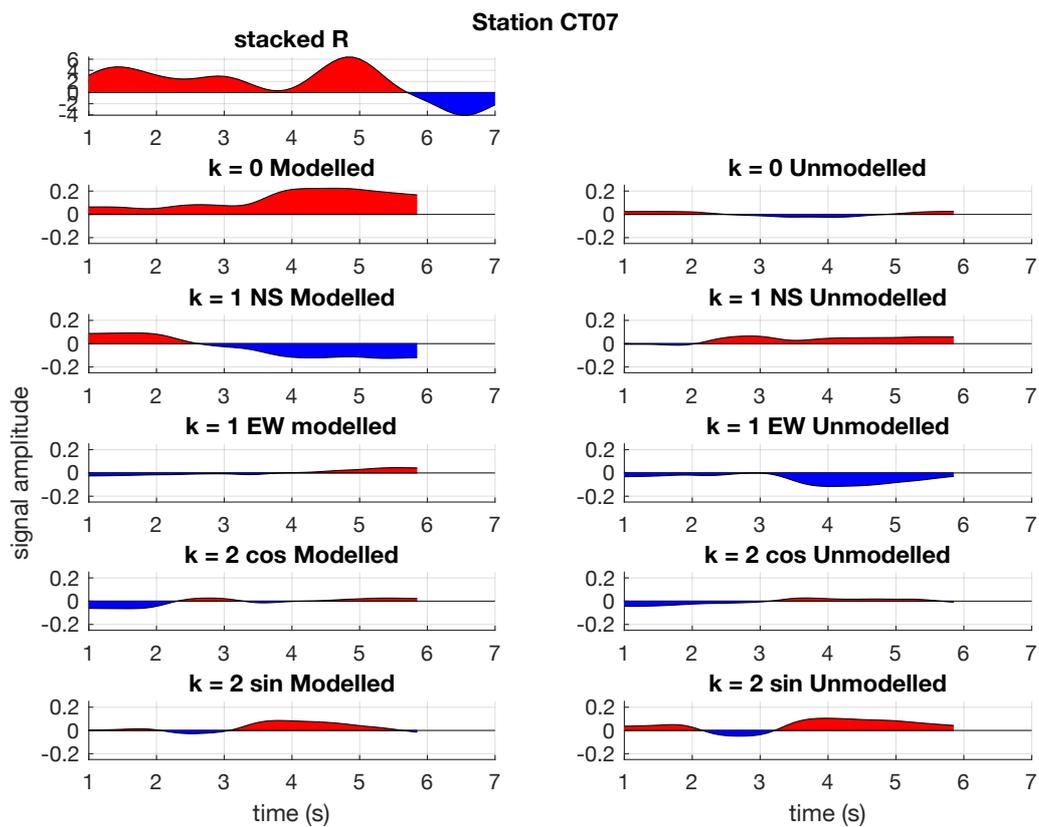
Annexe 3 : Résultats de décomposition harmoniques sur les stations le long du profil CIFALPS

Station CT04

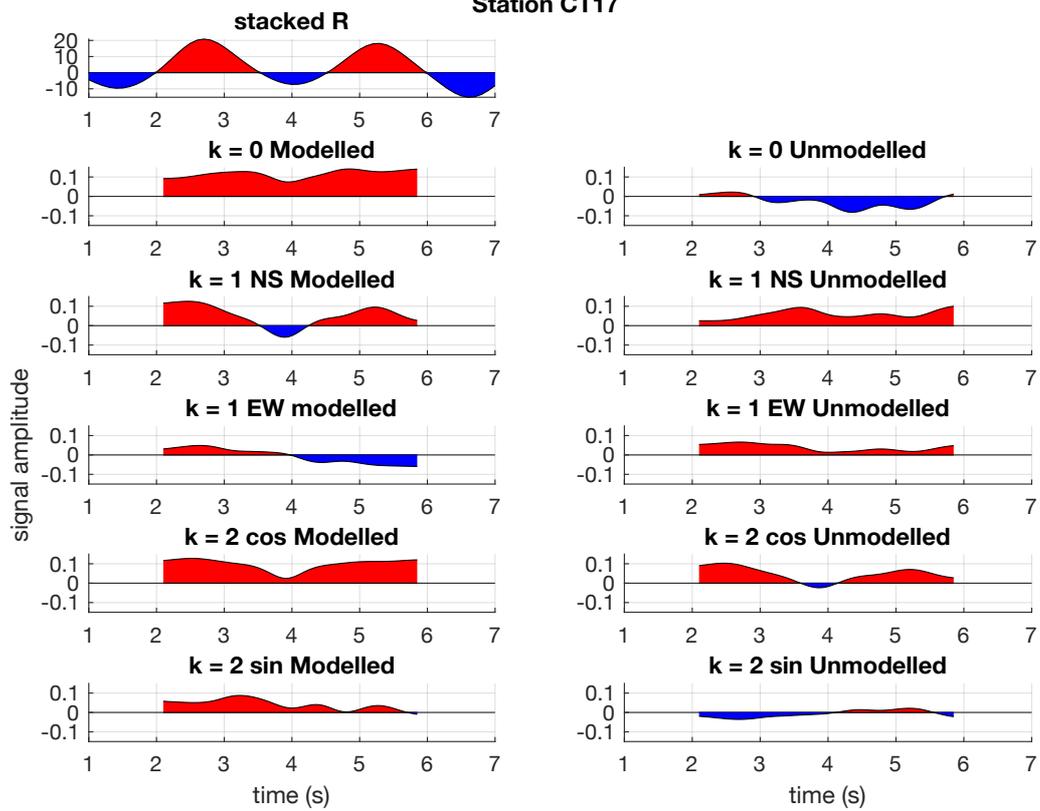


Station CT06

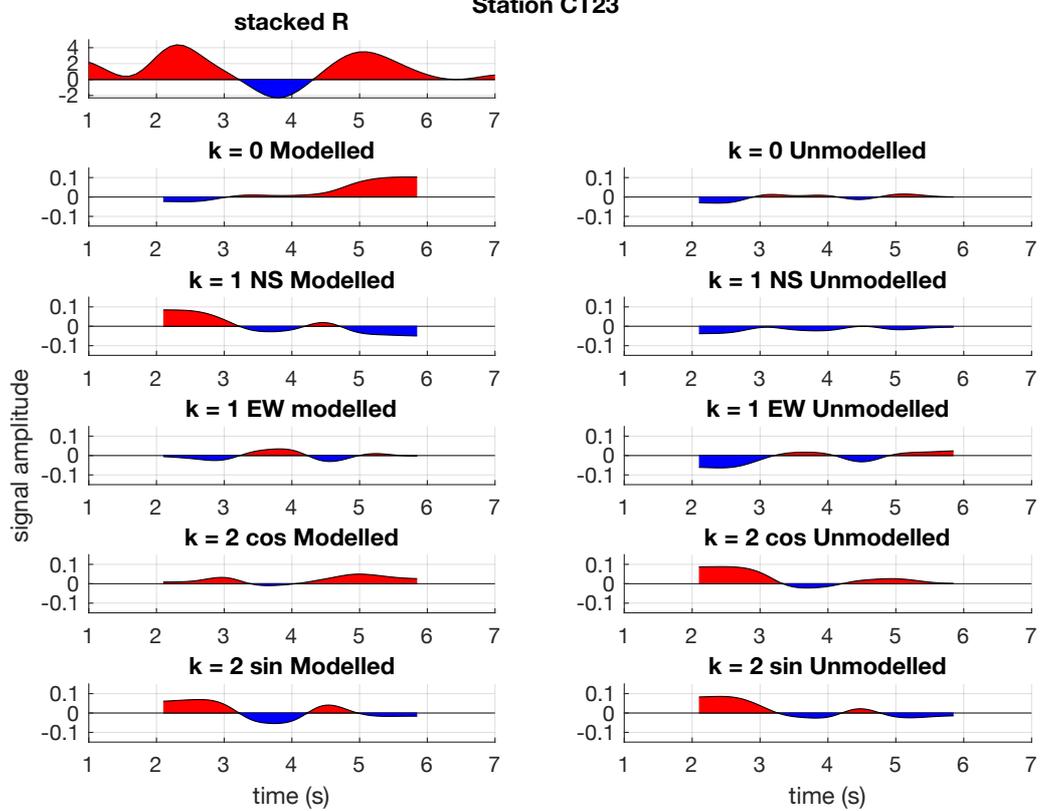


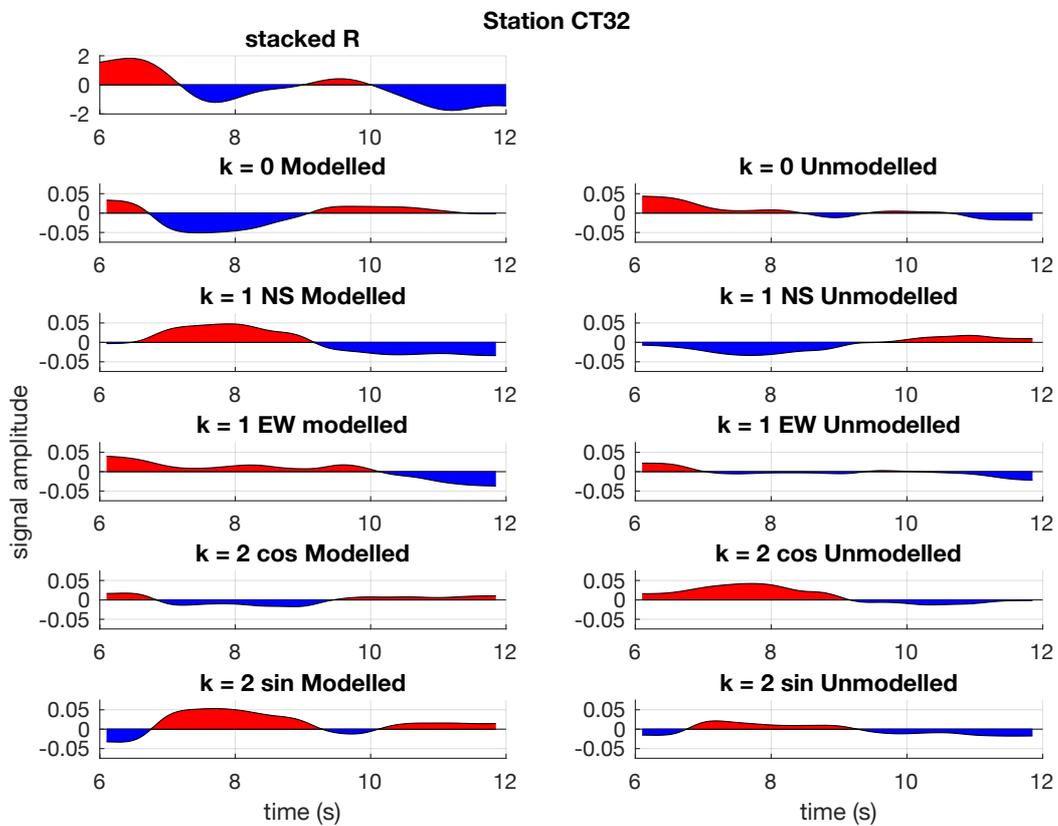
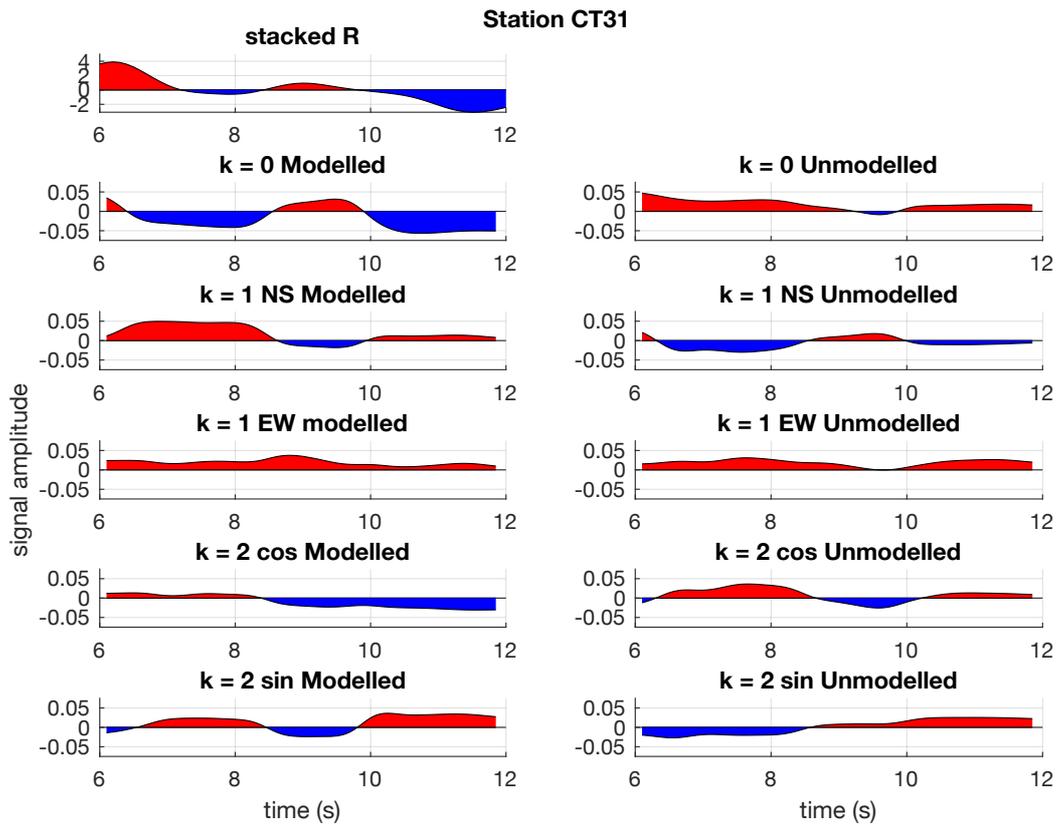


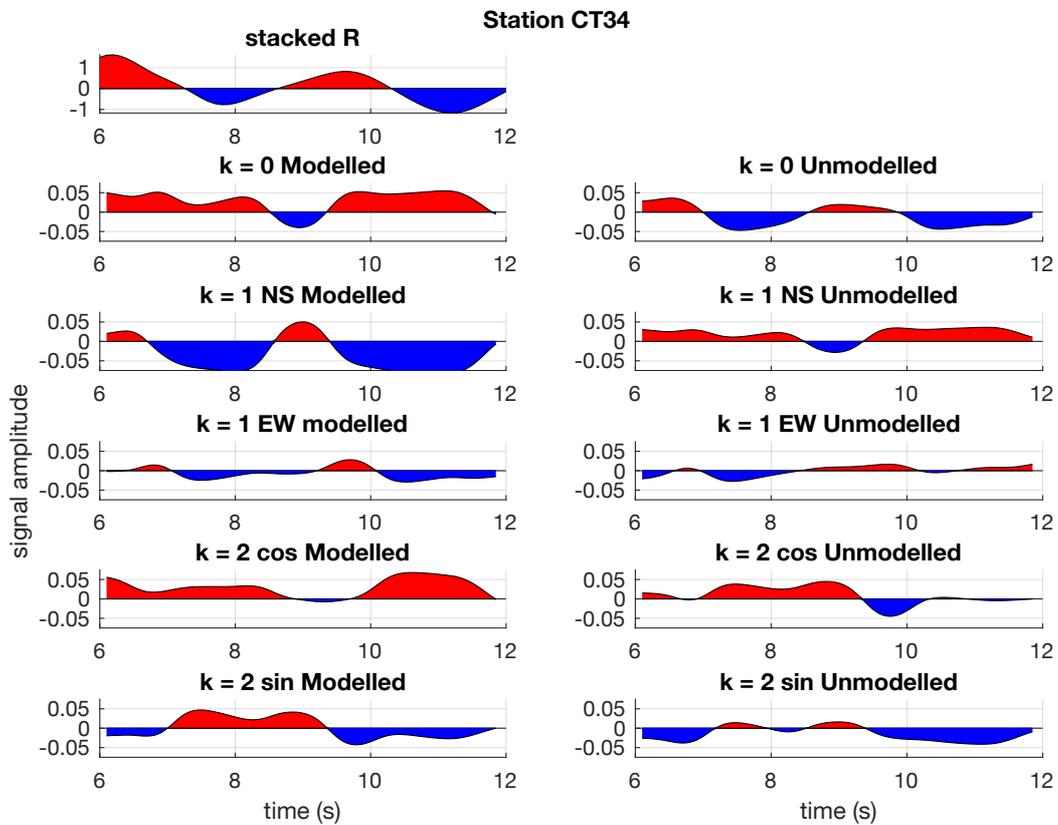
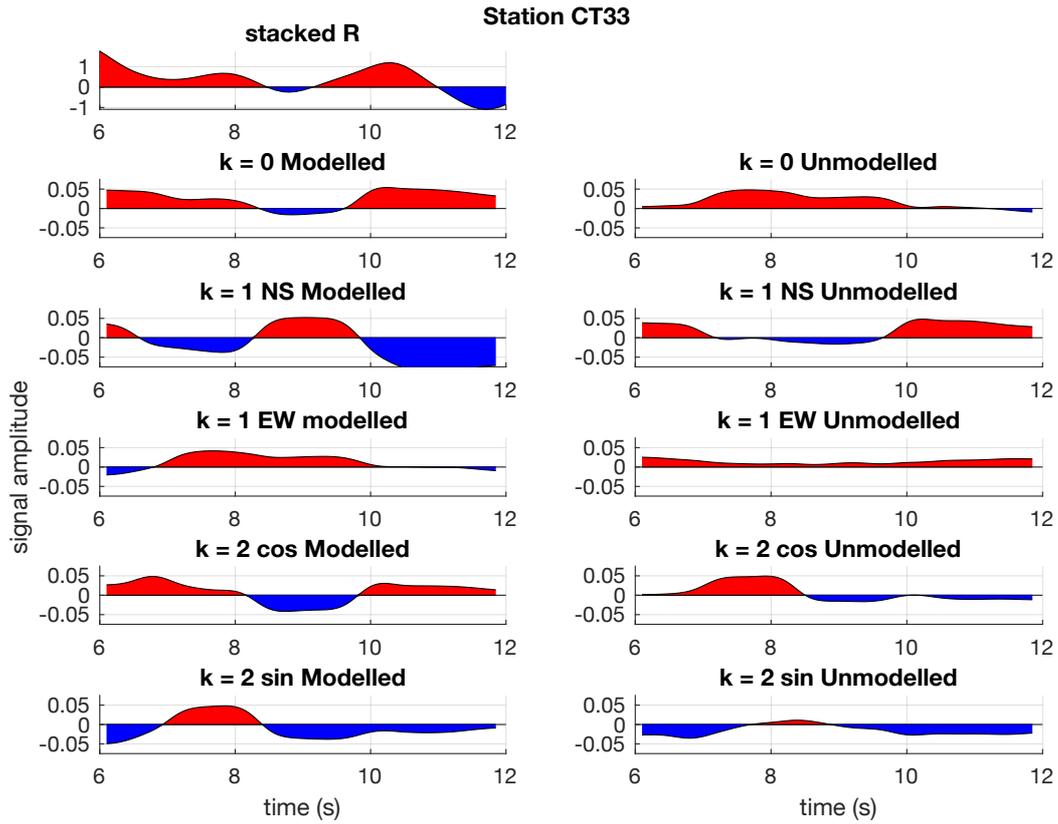
Station CT17



Station CT23







Annexe 4 : Configuration du modèle thermocinétique

Deux états stationnaires sont modélisés en considérant un transfert de chaleur par advection et diffusion et un modèle de corner flow.

Géométrie initiale et conditions aux limites

Le but est de modéliser l'évolution du champ de température sous les Alpes au moment de la transition subduction/collision puis durant la collision. Pour cette raison, la géométrie du modèle considère une plaque inférieure (alpine) et une plaque supérieure (adriatique) dans une boîte d'une largeur de 340 km et d'une hauteur de 150 km, avec une résolution spatiale de 3,4 x 3 km pour minimiser les effets de bord. La subduction est supposée déjà initialisée avec un pendage de 30° (Fig. 4.4). Les épaisseurs des croûtes continentales respectives ont été fixées à 30 km et sont identiques à l'épaisseur de production radiogénique (Fig. 4.4).

En surface, on impose une condition aux limites de Dirichlet ou la température est fixé à 0°C. La base de la lithosphère, soit la base du domaine, répond à des conditions mixte (Dirichlet et Neumann). Celle-ci impose une température fixe (ici 1300°C) à l'endroit où le flux diffusif est entrant et n'autorise pas de flux sortant. À cet endroit, le gradient de température orthogonal au bord est donc nul. La température de la plaque alpine (bord gauche) suit un gradient linéaire crustal de 0°C en surface jusqu'à ~600°C au Moho, soit 30 km, puis un gradient mantellique jusqu'à 1300°C à la base de la lithosphère, soit 150 km de profondeur. La température de la plaque adriatique (bord droit) suit un gradient continental statique jusqu'à 75 km et ~800°C, correspondant à la profondeur et la température fixées pour le corner flow, dont le modèle est expliqué plus bas.

Pour des profondeurs crustales, c'est-à-dire jusqu'au Moho, le gradient thermique suit l'équation :

$$T(z) = -\frac{1}{2} * \frac{A_c}{\lambda} z^2 + T_0 + z \left[\frac{A_c}{\lambda} * H_c - \frac{1}{H_c} \left(T_0 - T_L + \frac{1}{2} * \frac{A_c}{\lambda} * H_c^2 \right) \right] \quad (1)$$

Avec T_0 la température à la surface, T_L la température à la base de la lithosphère en K, λ la conductivité thermique en W/m/K, A_c la productivité radiogénique en W/m³ dans la croûte et H_c la profondeur du Moho en m. Pour des profondeurs mantelliques, soit au-delà du Moho et jusqu'à la profondeur du corner flow, le gradient de température est déterminé par l'équation suivante :

$$T(z) = T_L + (z - H_L) \left[-\frac{1}{H_c} \left(T_0 - T_L + \frac{1}{2} * \frac{A_c}{\lambda} * H_c^2 \right) \right] \quad (2)$$

Avec T_c la température à la base de la croûte en K, soit au Moho, et H_L la profondeur de la base de la lithosphère en m. La production radiogénique dans le manteau est nulle. Aux profondeurs supérieures à celle du corner flow, la température n'est pas contrainte. Comme la base de la lithosphère, elle respecte la condition mixte de Dirichlet et Neumann.

Équations d'advection et de diffusion de la chaleur en 2D

Le modèle thermique considère que la chaleur est transportée par diffusion et advection selon les équations suivantes :

$$q_{adv} = V_{sol} * \rho C_p * \nabla T \quad \text{et} \quad q_{diff} = -\lambda \nabla T \quad (3)$$

Avec q_{adv} le flux de chaleur transporté par advection et q_{diff} le flux de chaleur transporté par diffusion en $W.m^{-1}.K^{-1}$, V_{sol} la vitesse de diffusion dans le milieu en $m.s^{-1}$, ρ la masse volumique en $kg.m^{-3}$, C_p la chaleur spécifique en $J.kg^{-1}.K^{-1}$, T la Température et λ la conductivité thermique en $W.m^{-1}.K^{-1}$. On considère que les deux états sont à l'équilibre thermique. Ce qui implique que les flux sortants sont égaux aux flux entrants, soit l'équation de conservation suivante, qui renseigne sur le sens de variations du flux : $\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = 0$ (4)

En combinant (3) et (4), l'expression des flux d'advection et de diffusion, l'équation peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial x} (V_x * \rho C_p * T) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (V_z * \rho C_p * T) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (5)$$

Les flux sont considérés incompressibles, ils vérifient l'équation : $\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0$.

Ainsi, l'équation précédente peut être simplifiée :

$$\rho C_p \left(V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \Leftrightarrow V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (6)$$

L'équation d'advection et de diffusion de chaleur pour un écoulement permanent en x et z s'écrit donc sous la forme :

$$V * \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (7)$$

Avec κ le coefficient de diffusion thermique en $m^2.s^{-1}$. Le code cherche donc une solution de $T(x, z)$, dont une solution unique existe grâce aux conditions aux limites imposées.

Modèle de corner flow

Pour modéliser un écoulement de corner flow, un écoulement bidimensionnel parallèle au panneau plongeant de part et d'autre du panneau et horizontal et parallèle à la convergence sous la plaque supérieure est le modèle le plus simple (Long and Wirth, 2013). Pour cela, une solution analytique a été utilisée (e.g McKenzie, 1979 ; Turcotte and Schubert, 1982) comme cela a déjà été le cas dans des modèles de structure de prismes thermiques (e.g. Kelemen et al., 2003). La solution analytique à l'équation de Stokes (3), décrivant le mouvement de fluides newtoniens, est cherchée à partir de coordonnées cylindriques (r et θ) en considérant une viscosité η et une densité ρ constantes :

$$\eta \nabla^2 v + \rho \nabla U - \nabla p = 0 \quad (8)$$

En définissant la fonction de flux ψ seulement en 2D telle que :

$$v = \nabla \psi \Leftrightarrow \psi = (0, 0, \psi) \text{ en } r, \theta \text{ et } z. \quad (9)$$

L'équation scalaire à résoudre devient : $\nabla^4 \psi = 0$, qui est une équation biharmonique et s'écrit aussi sous la forme : $\psi = R(r)\Theta(\theta)$ dont la solution est :

$$\Theta = A \sin(\theta) + B \cos(\theta) + C \theta \sin(\theta) + D \theta \cos(\theta) \quad (10)$$

Gradient thermique et cinétique de réaction le long de l'interface de subduction

Puisque les variations de propriétés étudiées se situent au sommet du panneau plongeant alpin, soit proche de l'interface de subduction, le modèle s'intéresse aux variations de température le long de cette interface et à ses conséquences cinétiques.

Pour cela, la magnitude de la vitesse est calculée à partir des vitesses en X et en Z et est interpolée, de même que la matrice de températures, aux coordonnées des points le long de l'interface de subduction. A partir de la distance entre deux points le long de l'interface, les gradients de température, profondeur, pression et temps peuvent être calculés.

Les implications cinétiques des changements thermiques et dynamiques sont évaluées utilisant la loi d'Avrami et d'Arrhenius.

La première décrit la cinétique de cristallisation en considérant la nucléation aléatoire et uniforme, la vitesse de croissance indépendante du taux de transformation et la croissance isotrope, à partir de l'expression :

$$\xi = 1 - e^{-Kt^n} \quad (11)$$

La seconde décrit la dépendance de la vitesse de réaction à la température selon l'équation suivante :

$$k = A * e^{-Ea/RT} \quad (12)$$

A partir de ces deux équations, l'avancement de la réaction au cours du temps (t) peut se calculer tel que :

$$\int_0^t \frac{d\xi}{1-\xi} = k_0 \int_0^t e^{\left(\frac{Ea}{RT(t)}\right)} dt \quad (13)$$

$$\Leftrightarrow \log(1 - \xi(t)) = k_0 - \int_0^t e^{\left(\frac{Ea}{RT(t)}\right)} dt \quad (14)$$

$$\Leftrightarrow \xi(t) = 1 - e^{-k_0 \int_0^t e^{\frac{-Ea}{RT} dt}} \quad (15)$$

En considérant $\xi(t_0) = 0$ et en exprimant la température au cours du temps, on a donc une solution analytique à l'avancement de la réaction au cours du temps.

Paramètres fixes et variables

Afin d'évaluer l'éventail des valeurs possibles de certains paramètres et leur influence respective, des tests préalables ont été effectués sans modifier la géométrie initiale du modèle et en modifiant les paramètres un par un.

Outre la géométrie du modèle, les paramètres invariables sont la densité ($\rho = 3000 \text{ kg/m}^3$), la capacité thermique spécifique ($C_p = 1000 \text{ J/g}^*\text{K}$), l'âge thermique fixé à 70 Ma, la profondeur de réaction, c'est-à-dire à partir de laquelle la réaction métamorphique est susceptible d'avoir lieu, soit 35 km, et la constante de vitesse k_0 ($2,27 \times 10^{-10} \text{ /an}$, pour l'éclogitisation d'après *Baxter et al. 2002*).