



HAL
open science

Generic properties of the rupture process derived from the systematic analysis of source time functions

Agnès Chounet

► **To cite this version:**

Agnès Chounet. Generic properties of the rupture process derived from the systematic analysis of source time functions. Geophysics [physics.geo-ph]. Institut de Physique du Globe de Paris; Université Sorbonne - Paris Cité, 2018. English. NNT : . tel-02376000

HAL Id: tel-02376000

<https://hal.science/tel-02376000>

Submitted on 22 Nov 2019

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.

UNIVERSITÉ SORBONNE PARIS CITÉ



U-PC
Université Sorbonne
Paris Cité



Thèse préparée à l'Institut de Physique du Globe de Paris
École doctorale STEPUP – ED 560
IPGP – Équipe de Sismologie

Propriétés génériques du processus sismique dérivées de l'analyse systématique des fonctions source

par
Agnès Chounet

présentée et soutenue publiquement le
16 février 2018

Thèse de doctorat de Sciences de la Terre et de l'environnement

devant un jury composé de

Fabrice Cotton Professeur (GFZ, Potsdam, Allemagne)	Rapporteur
Ana Ferreira Professeur (UCL, Londres, Royaume-Uni)	Rapporteur
Jean-Paul Ampuero Directeur de recherche (IRD-Geoazur, Nice, France)	Examineur
Zacharie Duputel Chargé de recherche (IPGS-EOST, Strasbourg, France)	Examineur
Raül Madariaga Professeur émérite (ENS, Paris, France)	Examineur
Martin Vallée Physicien adjoint (IPGP, Paris, France)	Directeur de thèse

Travail réalisé en collaboration avec

Mathieu Causse (ISTerre, Grenoble, France) et Françoise Courboux (Geoazur, Nice, France)

Résumé

Notre compréhension du processus sismique par l'observation sismologique est issue de l'étude détaillée de grands séismes, ou de l'analyse systématique d'un grand nombre de séismes. Cette dernière approche, par sa cohérence méthodologique, est intéressante pour accéder aux propriétés génériques des tremblements de terre. Depuis les années 1980, l'accroissement de la densité et de la qualité des données large-bande issues des réseaux sismologiques mondiaux permet l'analyse à distance télé-sismique de la plupart des séismes de magnitude modérée à forte ($M_w \geq 5.5$). Cet apport de données a rendu possible l'extraction sur un grand nombre de séismes des paramètres de source, et de fait, leur analyse systématique à l'échelle mondiale. Parmi celles-ci, la nouvelle méthode SCARDEC (Vallée et al, 2011) retrouve à la fois la fonction source (décrivant l'évolution temporelle du taux de moment) d'un séisme, son moment sismique, sa profondeur moyenne et son mécanisme au foyer. Cette méthode, basée sur les ondes de volume télé-sismiques, tire parti d'une approche déconvolutive : les fonctions source incluent toute la complexité de la source présente dans les données. En particulier, les fonctions source obtenues à chaque station peuvent différer l'une de l'autre sous l'effet des variations spatio-temporelles de la rupture sismique. SCARDEC extrait donc en réalité les fonctions source relatives d'un séisme, dont la moyenne est une bonne approximation de la fonction source absolue. L'application de cette méthode donne accès à une base de données de plus de 3000 séismes de $M_w \geq 5.6$ depuis 1992. L'objectif de cette thèse est d'utiliser les propriétés des fonctions source moyenne et relatives pour en extraire des observables reliés aux grandeurs physiques qui caractérisent la rupture sismique.

La première partie de ce travail est consacrée aux propriétés des fonctions source moyennes dans le cas des séismes de mécanisme dip-slip (inverse ou normal), et de profondeur superficielle ($z \leq 70 \text{ km}$). Le pic des fonctions source ainsi que l'énergie radiée, une fois la dépendance au moment sismique prise en compte, se révèlent plus faibles pour les séismes d'interface de subduction que pour tout autre contexte tectonique. Ceci indique une plus faible chute de contrainte, ou une plus faible vitesse de rupture, pour ces séismes. Cette observation vient confirmer des analyses antérieures, mais avec un catalogue plus complet. De plus, nous observons des différences dans ces paramètres de source entre les grandes zones de subduction. À différentes échelles, des séismes peu impulsifs et peu radiatifs coïncident avec des zones de faible couplage. La seconde partie de ce travail porte sur les fonctions source relatives dans le cas des séismes superficiels et intermédiaires ($z \leq 100 \text{ km}$). Dans l'hypothèse d'une rupture unilatérale (similaire au modèle de Haskell, 1964), nous développons une méthode d'inversion automatique des paramètres moyens de propagation de la rupture : la vitesse de rupture et la direction de propagation. Cette méthode est appliquée avec succès sur 96 séismes pour lesquels la vitesse de rupture est bien résolue. L'exploration de ce catalogue indique une prédominance des séismes de subduction se propageant vers la fosse plutôt que vers la profondeur du slab, ce qui est cohérent vis à vis de l'interface bi-matérielle de subduction. Les vitesses de ruptures obtenues correspondent à des valeurs classiques (c'est à dire inférieures à la vitesse des ondes S), mais révèlent qu'environ 20% d'entre elles sont rapides et incluent potentiellement une phase "supershear". Parmi ces séismes, certains sont bien connus dans la littérature, mais nous avons pu identifier des ruptures rapides jusqu'alors non documentées. Enfin, la mesure conjointe du moment sismique, de la durée de source et de la vitesse de rupture nous permet d'estimer la chute de contrainte statique. Notre catalogue révèle une anticorrélation entre la chute de contrainte et la vitesse de rupture. Cette caractéristique permet de rapprocher la variabilité des mouvements forts observés de celle prédite à partir de la variabilité de la chute de contrainte.

Mots clés : Rupture sismique, Fonctions source, Chute de contrainte, Énergie radiée, Vitesse de rupture, Subduction.

Remerciements

À l'hiver 2013, alors à des milliers de kilomètres de l'IPGP, je suis tombée sur cette proposition de stage de M2 à propos des propriétés génériques des séismes... un sujet tout à fait alléchant. De fil en aiguille, ce point de départ m'a mené à tant de rencontres scientifiques et humaines. J'espère ici pouvoir un peu exprimer ma reconnaissance envers toutes les personnes qui m'ont accompagnées au cours de ces années de recherche.

Commençons par la fin. Merci aux membres du jury d'avoir accepté de vous plonger dans mon manuscrit de thèse, pour toutes les questions et commentaires intéressants que vous m'avez prodigués le jour de la soutenance. Merci donc à Pablo Ampuero, Zacharie Duputel, Raúl Madariaga, et en particulier à Ana Ferreira et Fabrice Cotton pour avoir minutieusement rapporté cette thèse.

Un immense merci à Martin, tout d'abord pour être l'instigateur de cette thèse, et ainsi de m'avoir ouvert à ce sujet passionnant (dont je n'ai exploré qu'une petite partie...). Je te remercie pour ta patience à mon égard, manifeste dans le temps que tu m'accordais chaque semaine, et la façon avec laquelle tu prenais soin de développer attentivement chaque nouveau concept ou nouvelle idée que nous discussions. Je te remercie aussi de m'avoir accordé ta confiance (alors que j'étais l'une de tes premières thésardes ! J'espère ne pas t'avoir épuisé pour les prochains...), et aussi de m'avoir donné envie de continuer dans ce domaine, alors que j'oscillais dans mes choix. Par ailleurs, j'ai beaucoup apprécié le climat que tu as créé autour de cette thèse, notamment les rencontres que tu m'as permis de faire, je pense particulièrement à Françoise et Mathieu. Merci à vous deux, nos réunions ont ponctué cette thèse de manière toujours enrichissante et motivante ! Cela me donnait l'occasion de sentir le caractère vivant du travail de recherche, parfois marqué par une certaine sensation de solitude. Votre enthousiasme constituait une grande source de motivation pour moi. Merci à Sébastien pour les discussions côté modélisation, qui m'ont pas mal éclairées ! Je remercie aussi Claudio et Alex, d'une part pour m'avoir suivi tout au long de la thèse, et puis en tant qu'anciens encadrants de stages m'ayant petit à petit conduit ici. Merci aussi à Harsha, pour ton oreille attentive et tes idées enthousiasmantes face à mes questionnements professionnels !

Cette thèse aurait été toute autre sans la douce présence des membres de l'IPGP. Des thésards, post-docs, chercheurs, gestionnaires, ingénieurs etc., le labo sismo a été pour moi un petit monde d'une richesse assez rare. Merci donc à tout le monde ! Merci à Michel pour tes histoires de "dog agility", Geneviève ou l'hôte parfaite des vendredi soirs, Sylvie pour ta douceur et ton efficacité, Constanza pour ton sourire et ton élégance. Merci à notre Marie-Christine nationale, ou la fraîcheur politico-libertaire ! Comme j'ai été heureuse de partager de longues discussions et autant de lectures avec toi. Merci à tous les thésards et post-docs ! Merci au groupe de midi-trente et les repas si inspirés. De même, merci au groupe "granulaire" d'avoir été mon équipe d'adoption... Merci au "bureau du bonheur" : Julian, et ta douceur indéfectible qui tempérerait les sautilllements d'Hugo ; Pauline et ton engagement sans faille ! Merci à Julien, pour tes petites questions Scardecquiennes, et ton soutien à base de tarte aux pommes dans la dernière ligne droite ! Merci aussi à Anaïs pour ces dernières vacances de Noël très particulières. Merci à Sébastien, Vincent, El-Hadji, Aurélie, Diane, Franck, Mustapha, Amandine, Denis, Gaël, Marc, Satish, Alessandro, Florent, Clara, Kevin. Merci aux japonais, Pierre, Tristan, Chizu, Kurama ; aux musiciens, Nobu, Matthias, bref à tous ceux avec qui j'ai pu partager ces passions. Et maintenant, merci à Vivi, tes chats sauvages, tes aquarelles, tes rousquilles....et puis surtout d'avoir toujours été là quand j'en avais besoin ! Et puis merci à Sysy, tes éléphants, ton érudition animalière en général, ta gentillesse et tes talents sur inkscape ! Enfin merci à Hugo, mon petit "buddy" mi ours/mi chat, pour tout !

Enfin, merci infini à mes parents, Mylou et Charles.

Table des matières

Table des matières	v
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	xv
Préambule	1
1 Introduction à l'analyse systématique des tremblements de terre	3
1.1 Notions sur la source sismique	4
1.2 Observation de la source à distance téléseismique	7
1.3 Les séismes analysés comme un ensemble	9
1.4 Les fonctions source	11
1.5 Références	14
2 SCARDEC : caractérisation sismique de la source par déconvolution des ondes de volume téléseismiques	19
2.1 Approche déconvolutive	21
2.2 Données et modélisation des ondes	23
2.3 Implémentation de la méthode	25
2.4 Évaluation et validation de la méthode	33
2.5 Références	33
3 Étude des fonctions source moyennes : application aux propriétés des séismes de subduction	37
3.1 Introduction	40
3.2 Source properties extracted from the SCARDEC STF database	42
3.3 Global observations	51
3.4 Differences among the subduction zones and relations with subduction zone properties	54
3.5 Conclusion	65
3.6 Références	66

4 Étude des fonctions source apparentes : quantifier la propagation de la rupture	73
4.1 Introduction	75
4.2 Systematic inversion of average rupture velocity and rupture direction using SCARDEC teleseismic apparent source time functions	77
4.3 Rupture velocities and rupture propagation directions	85
4.4 Anticorrelation between stress drop and rupture velocity	90
4.5 Conclusion	95
4.6 Acknowledgements	95
4.7 Références	96
4.8 Supplementary material	101
5 Conclusions et perspectives	105
5.1 Conclusions	106
5.2 Perspectives	109
5.3 Références	113
Annexes	115

Liste des figures

1.1	Partitionnement de l'énergie dans une hypothèse de "slip weakening". La contrainte est représentée en fonction du glissement sur la faille. Après avoir atteint un pic σ_P , la contrainte frictionnelle, représentée par la courbe rouge, chute jusqu'à une valeur stable pour un glissement D_C . Les différentes aires délimitées représentent chaque contribution à l'énergie totale.	6
1.2	Géométrie du plan de faille, représentée par le strike ϕ , le pendage δ , et le rake λ . Le strike ϕ est mesuré entre 0° et 360° par rapport au nord ; le pendage δ est mesuré entre 0° et 90° à partir de la surface ; le rake λ est mesuré entre -180° et 180° , comme la direction de mouvement du bloc inférieur par rapport au strike ($\lambda = 90^\circ$ pour un mécanisme inverse). \mathbf{n} désigne la normale au plan de faille, \mathbf{z} l'axe vertical, et \mathbf{I} le vecteur du glissement d'amplitude Δu . D'après UDÍAS et al [2014].	9
1.3	Répartition de la radiation en champ lointain en fonction du mécanisme, vu dans le plan X_2 , normal aux deux plans auxiliaires X_1 et X_3 , pour l'onde P (gauche), et SH (droite). Les lobes indiquent les zones où la radiation de l'onde est forte. Les lignes pointillées bleues désignent les plans nodaux, où la radiation est nulle. La polarité de l'onde P est donnée par les signes $+$ et $-$, et celle de l'onde SH est donnée par les flèches tangentes aux lobes. La double flèche indique le mouvement le long du plan de faille, et les axes P et T correspondent aux axes de pression et de tension associés à ce mécanisme. D'après UDÍAS et al [2014].	9
2.1	Carte des différents réseaux large-bande procurant les données utilisées dans SCARDEC (stations en fonctionnement en novembre 2015). IU : IRIS/USGS Global Seismographic Network (USGS), II : IRIS/IDA Seismic Network (Scripps Institution of Oceanography), IC : New China Digital Seismograph Network (USGS), GT : Global Telemetered Seismograph Network (USAF/USGS), G : GEOSCOPE (IPGP), GE : GEOFON (GFZ).	24

2.2	Résumé des différentes étapes qui constituent l'analyse SCARDEC. Cet organigramme est issu de l'article de VALLÉE et DOUET [2016]. On note un traitement différent pour les séismes modérés ($M_w \leq 7.0$) et forts ($M_w \geq 7.0$).	26
2.3	Composante verticale de la vitesse à la station DBIC, pour le séisme de Gorkha (25/04/2015, M_w 7.9), filtrée entre $1 H_z$ et $3 H_z$. L'unité est arbitraire. T_0 est le temps théorique d'arrivée de l'onde P calculé dans le modèle IASP91; T_1 est la durée initialement mesurée, T_2 la durée allongée, qui, retranchée de ΔT_{P-pP} donne T_d , l'estimation de la durée de source.	27
2.4	Illustration du principe de la déconvolution à basse fréquence, pour la composante verticale de la station NWA0, pour le séisme de Gorkha (25 avril 2015, M_w 7.9). (a) Composante verticale du déplacement, après application des filtres passe-bas et passe-haut. (b) Réponse du milieu $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ calculée pour les valeurs optimales de $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$, et filtrée par le filtre passe-haut. (c) Fonction source apparente issue de la déconvolution de (b) à partir de (a). (d) Déplacement synthétique calculé par reconvolution de (b) par (c), superposé au déplacement observé.	28
2.5	Comparaison entre déplacement observé (noir) et synthétique (rouge) à l'issue de l'étape large bande, pour les ondes P et SH du séisme de Gorkha (25/04/2015, M_w 7.9). La légende associée à chaque station indique respectivement le nom, l'azimut, la distance épacentrale ainsi que l'amplitude maximale (en $10^{-6} m$) de chaque station.	30
2.6	(a) et (b) ASTFs d'ondes P et d'ondes S obtenues à l'issue de l'étape large-bande pour le séisme de Gorkha. (c) Représentation de la solution SCARDEC, publiée sur le site de Geoscope (http://geoscope.ipgp.fr/index.php/fr/) : fonction source moyenne (rouge) et fonction source optimale (noire) de ce même séisme. Le mécanisme au foyer et la profondeur SCARDEC sont représentées, ainsi qu'à titre de comparaison, les mêmes paramètres issus de la solution GCMT.	31
3.1	Source time functions of three $M_w \simeq 7$ earthquakes. The gray area under the curve corresponds to the seismic moment M_0 . (a) STF with a very high peak and short duration. (b) and (c) STFs with lower peaks and longer durations. Note the difference in complexity between (b) and (c) STFs.	43

3.2 Distribution of earthquake source parameters for all our dataset. (a) Moment magnitude M_w . (b) and (c) Logarithmic distributions of earthquakes STF duration and STF peak. (d), (e) and (f) Moment invariant source parameters analyzed in this study : impulsivity F_m^s , scaled energy $\frac{E_R}{M_0}$, and STF complexity index C_{ind} . In (d) and (e), μ and σ stand for logarithmic mean and standard deviation, respectively. 44

3.3 World map of the earthquakes (with their SCARDEC focal mechanisms) analyzed in this study. The color refers to the earthquake tectonic environment. Top : *continental crust* (red), *oceanic crust* (light blue), *intraslab* (yellow) earthquakes. Bottom : *interface* earthquakes (blue). 45

3.4 Moment dependence of the STFs duration and peak. F_m (left) and T (right) are shown as a function of M_0 for the whole dataset. Linear regressions performed on the parameters logarithms provide exponents close the values expected under a constant stress drop and rupture velocity hypothesis, with a better determination coefficient for F_m than for T 47

3.5 Moment dependence of the scaled radiated energy. $\frac{E_R}{M_0}$ versus M_0 is shown for the whole dataset before (top) and after (bottom) correction for the high frequency attenuation above $0.5 H_z$. Logarithmic average is represented with the gray squares. 49

3.6 Relations between scaled radiated energy and impulsivity. (Center) $\frac{E_R}{M_0}$ versus F_m^s , showing that $\frac{E_R}{M_0}$ evolves as the cube of F_m^s . Left and right subplots show two different STFs sharing similar seismic moment and impulsivity, but different scaled energy (represented by the green dots in the central subplot). The right STF exhibits higher radiations, which result from its complex rupture history. 50

3.7 Depth dependence of the source parameters and influence of the earthquake type. F_m^s ((a), (d)), $\frac{E_R}{M_0}$ ((b), (e)) and C_{ind} ((c), (f)) are shown as a function of depth for the whole dataset, with the following additional separations : in (a), (b), and (c), earthquakes are separated between normal and thrust faulting mechanisms; in (d), (e), and (f), earthquakes are shown as a function of their tectonic environment. *Interface* earthquakes are characterized by a lower F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$, compared to the *intraslab*, *continental crust* and *oceanic crust* earthquakes. Logarithmic averages over depth intervals and their corresponding standard deviations are computed for each considered category, and represented by the squares. The black squares show the average values of $\frac{E_R^{tri}}{M_0}$ for the *interface* group, which are the values expected from F_m^s , and without complexity of the STF. : without complexity and as a function of F_m^s , radiated scaled energy should increase from surface. Note that we focus here on the average trends, and extreme values of source parameters may fall out of the plot limits ; extreme values are analyzed later on in the text. 52

3.8 World map of *interface* earthquakes impulsivity F_m^s . The 18 subduction segments considered here are delimited by the white boxes. 1 : Aleutians Islands, 2 : Kuril Islands, 3 : Japan, 4 : Ryukyu Islands, 5 : Philippines, 6 : Mariana Islands, 7 : Izu-Bonin Islands, 8 : Indonesia, 9 : New Britain, 10 : Solomon Islands, 11 : Vanuatu, 12 : Tonga-Kermadec, 13 : Mexico, 14 : Central America, 15 : Colombia-Peru, 16 : Chile, 17 : Sandwich Islands, 18 : Greece. 55

3.9 Impulsivity F_m^s versus earthquake depth for the *interface* earthquakes in each subduction segment (as defined in figure 3.8). The black curve in each subplot represents the depth varying average (logarithmic) for the *interface* group. At the lower right corner of the figure, the F_m^s distribution of the 803 *interface* earthquakes is shown. The two vertical red lines stand for the first and last deciles of this distribution. F_m^s logarithmic average (μ) and standard deviation (σ) for each segment are reported in each subplot. The first and last deciles are reported on each subplot (red lines). In the upper left corner of each subplot, the number of earthquakes below and above the global average F_m^s (black curve) are indicated in green. 56

3.10 Same as figure 3.9 but for the scaled radiated energy $\frac{E_R}{M_0}$ 57

3.11	Along-strike variations of <i>interface</i> earthquakes impulsivity in the 18 subduction segments. Earthquake location is projected on the trench axis, and earthquake depth is indicated by the colorscale. The moment magnitude is represented by the size of the circle. Along the x-axis, latitude or longitude are provided as additional geographic information. Below each segment, the approximate orientation of the projection (e.g. “N→S”) is reported in green. Zones separated by white vertical stripes are discontinuous (e.g. Sandwich Islands and Greece), while the other segments are spatially close to each other. Peculiar earthquakes and zones discussed in the text are indicated in the figure.	58
4.1	P (a) and S (b) Apparent Source Time Functions for the 25/09/2003 Mw 8.1 Tokachi-Oki earthquake, sorted by azimuth. ASTFs origin times in IASP91 (Kennett and Engdahl [1991]) and in a 3D Earth model (Simmons et al. [2012] for P waves, and Takeuchi [2012], for SH waves) are marked by the blue and orange vertical ticks, respectively. (c) SCARDEC focal mechanism of the earthquake. The blue triangles and green circles represent the take-off angles for the P and S ASTFs, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)	78
	(a)	78
	(b)	78
	(c)	78
4.2	(a) Sketch illustrating the rupture propagation model and the model parameters. The rupture direction, measured on the fault plane of dip δ , makes an angle ξ relative to the fault strike ϕ . ξ is negative when rupture is down-dip, and positive when rupture is up-dip. An illustration of directive and antidirective stations with their take-off angles (<i>i</i>) is shown. (b) Model parametrization of the triangular STF, with total apparent duration τ , seismic moment M_0 , asymmetry x_{fm} and peak Fm	79
	(a)	79
	(b)	79
4.3	(a) P ASTF at the station WRAB for the Tokachi-Oki earthquake, and the superimposed average STF over correlated P ASTFs. Shaded area corresponds to the significant part of the function, consistent with the average STF. Late amplitudes (open area) are removed from the function. (b) Low-pass filtered function using the duration-dependent cut-off frequency, here equal to $f_c = 0.03Hz$. (c) First derivative of the filtered ASTF, which is inverted for directivity parameters.	81

4.4	Tokachi-oki earthquake raw ASTFs (light green line), processed ASTFs (green curve and shaded area), and triangular synthetic ASTFs of the best solution (blue line). ASTFs amplitudes and durations are well reproduced for a rupture ($V_r = 3420m/s$) propagating toward the down-dip edge of the fault. Vertical green, blue, and orange ticks show the 1D origin time, the 3D origin time (see Figure 1), and the effective start of ASTFs after inversion, respectively. Blue shaded stripes represent the range of time shift allowed in the inversion for each S ASTF. Earthquake focal mechanism is shown at the bottom of the figure, with the fault plane and the direction of propagation indicated in red. The blue triangles and green circles show the take-off angles of the stations for P and S ASTFs, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)	83
4.5	Parameters of the model samples tested in the inversion for the shallow fault plane of the Tokachi-oki earthquake. Colored dots correspond to the accepted models, that differ from the ratio between the best model weighted misfit and the point source misfit by less than 5%. The ratio values are indicated by the colors. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)	85
4.6	Map of the 96 earthquakes of the catalog with their focal mechanisms.	86
4.7	Histograms of the catalog source parameters : (a) Moment magnitude, (b) source duration, (c) rupture velocity, (d) rupture direction over the fault plane, and (e) asymmetry of the source time function.	86
4.8	Direction of rupture propagation versus rake angle for the earthquakes of the catalog. Rupture propagation is determined by the angle ξ , measured relative to the fault strike (see Figure 2). A positive angle indicates up-dip propagation, while negative angle indicates down-dip propagation. Orange stripes enlighten areas where earthquakes have a dominant up-dip or down-dip rupture direction. The color scale refers to the earthquakes depth. Subduction interface earthquakes which propagate along-dip are represented by triangles, and all the other earthquakes by circles. Bars correspond to uncertainties as defined in the text. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)	87
4.9	Rupture velocity versus rupture mode for the earthquakes of the catalog. The color scale refers to the earthquakes depth. Strike-slip, reverse, and normal faulting earthquakes are shown by circles, triangles, and squares, respectively. Bars correspond to uncertainties as defined in the text.	88

4.10	(a) Scaled duration T^s (with a bi-dimensional scaling) versus rupture velocity for all the earthquakes of the catalog. (b) $\Delta\sigma_p$ versus V_r . (c) $\Delta\sigma_p$ versus T^s . For the three subfigures, the corresponding correlation coefficient is shown. A linear regression is proposed (magenta line and equation in the inset) between $\log(\Delta\sigma_p)$ and $\log(V_r)$. The three colors indicate the faulting type : blue triangles, light blue squares, and green circles represent thrust, normal, and strike-slip earthquakes, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)	92
4.11	(a), (b) and (c) Same as figure 4.10, but after removal of the earthquakes with a uni-dimensional rupture character.	93

Liste des tableaux

3.1	Earthquakes classification and source parameters. Number of earthquakes, logarithmic average (μ) and standard deviation (σ) values for both F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are reported for the whole catalog, and for each subset considered in this study.	46
4.1	Rupture propagation parameters of the 23 fast rupture earthquakes of the catalog.	89
4.2	List of the 96 earthquakes from our rupture catalog. The four main rupture parameters are reported here, with their respective uncertainties : rupture velocity V_r , rupture propagation angle ξ , asymmetry ratio x_{fm} . m , r , m_{weight} , r_{weight} correspond respectively to the misfit, the ratio of misfit to a point source model misfit, and their corresponding values when stations are weighted. Focal depth (z), moment magnitude (M_w) and focal mechanism come from the SCARDEC database.	101
4.3	(continued)	102
4.4	(continued)	103

Préambule

Des séismes se produisent sur Terre tous les jours, parmi lesquels un à deux en moyenne sont suffisamment forts pour que leurs ondes soient analysées à distance lointaine, ce qui offre le potentiel d'étudier les séismes non pas un à un, mais comme un ensemble. C'est le parti pris de ce travail de thèse, qui, basé sur l'analyse systématique des fonctions source issues de la méthode SCARDEC, vise à étudier les mécanismes à l'œuvre dans la rupture sismique. Historiquement, les séismes ont d'abord été caractérisés par leur magnitude, en particulier la magnitude de moment, M_w , directement reliée au moment sismique. Cependant, d'autres paramètres, plus difficiles à extraire, sont indispensables pour décrire les particularités des séismes et leurs effets. Les fonctions source offrent l'avantage de pouvoir être bien résolues à distance téléseismique, et de donner accès à différentes facettes de la rupture sismique : le moment sismique, la durée de la rupture (reliée à la chute de contrainte et à la vitesse de rupture), l'énergie radiée, la complexité temporelle de la source, ou encore la directivité de la rupture. Elles constituent ainsi un bon compromis entre une représentation purement ponctuelle de la source, trop générale, et une représentation spatio-temporelle détaillée de la rupture, moins bien résolue et applicable à un nombre limité de séismes.

À partir des fonctions source moyennes et relatives de la méthode SCARDEC, nous tentons d'extraire ces différents paramètres de source, à la fois de manière automatique, et sur un grand nombre de séismes ; puis, nous nous intéressons à leur répartition. Cette thèse s'organise en 5 chapitres. Le premier chapitre est une introduction à l'étude systématique des tremblements de terre. Après avoir présenté les notions principales liées à la rupture sismique, nous nous intéressons aux caractéristiques de l'observation de la source à distance téléseismique. Nous présentons ensuite les principales études sismologiques effectuées sur un grand nombre de séismes à l'échelle globale, et leurs principales conclusions. Le deuxième chapitre est consacré à la description de la méthode SCARDEC, dont les fonctions source moyennes et relatives constituent notre "donnée". La première partie de notre travail est présentée dans le troisième chapitre, et est centrée sur l'analyse des fonctions source moyennes. En nous focalisant sur le sous-ensemble favorable des séismes superficiels dip-slip, nous mettons en évidence des propriétés spécifiques aux séismes de subduction. Dans le quatrième chapitre, qui comprend la seconde partie de notre travail, nous nous intéressons à la directivité portée par les fonctions source relatives. Dans un premier temps, une méthode automatique

d'inversion de la vitesse de rupture et de sa direction de propagation y est développée et appliquée aux séismes superficiels et intermédiaires. Puis, le catalogue construit à partir de l'application de cette méthode est ensuite exploré. Enfin, le chapitre cinq résume les conclusions principales de cette thèse, et présente des perspectives qui nous semblent intéressantes à l'issue de ce travail.

Chapitre 1

Introduction à l'analyse systématique des tremblements de terre

Sommaire

1.1	Notions sur la source sismique	4
1.2	Observation de la source à distance télésismique	7
1.3	Les séismes analysés comme un ensemble	9
1.4	Les fonctions source	11
1.5	Références	14

Dans ce chapitre, nous introduisons dans un premier temps le lecteur aux notions utilisées pour décrire la source sismique. Nous rendons compte par la suite des observables sismologiques permettant d'avoir accès aux caractéristiques physiques de la source, ainsi que les principaux résultats et questions qui découlent de leur observation sur un grand nombre de séismes. Enfin, nous nous intéressons tout particulièrement à l'un de ces observables : la fonction source, qui sera notre fil conducteur tout au long de cette thèse. Ce chapitre se base sur la lecture de livres et d'articles, en particulier [AKI et RICHARDS \[2002\]](#), [KANAMORI et BRODSKY \[2004\]](#) et [UDÍAS et al \[2014\]](#) nous ont aidé à la rédaction de cette partie.

1.1 Notions sur la source sismique

La source sismique correspond à un glissement rapide le long d'une interface frictionnelle qui intervient au terme d'un long processus de chargement de contrainte d'origine tectonique au niveau de l'interface bloquée, que l'on appelle la faille. Ainsi, un séisme correspond à une libération de contrainte, associée à un glissement le long d'une interface qui est rompue puisqu'elle était jusqu'alors "soudé". Cette chute de contrainte moyenne sur la faille, $\Delta\sigma$ est définie par

$$\Delta\sigma = \frac{1}{A} \int_A (\sigma_0 - \sigma_1) dA, \quad (1.1)$$

où σ_0 et σ_1 sont les contraintes cisailantes initiale et finale agissant en un point de la faille, et A est la surface rompue. Cette chute de contrainte, dite statique car elle dépend uniquement des états final et initial du processus, est directement reliée au glissement final moyen accommodé lors de la rupture, Δu . Via la loi de Hooke qui relie contrainte et déformation, nous pouvons écrire

$$\Delta\sigma = \mu\Delta\epsilon = C\mu\frac{\Delta u}{\tilde{L}}. \quad (1.2)$$

$\Delta\epsilon = C\frac{\Delta u}{\tilde{L}}$ est la chute de déformation moyenne, et \tilde{L} , la longueur de la plus petite dimension de la faille. Par exemple, pour une faille circulaire, on prendra $\tilde{L} = a$, avec a le rayon du cercle, mais pour une faille rectangulaire de longueur L et de largeur w , on prendra $\tilde{L} = w$. C est une constante qui dépend de la géométrie de la rupture. Par exemple, dans le cas d'une faille circulaire, $C = \frac{7\pi}{16}$. $\Delta\sigma$ et $\Delta\epsilon$ sont des propriétés moyennes, mais il est important de noter que leurs valeurs locales peuvent être hétérogènes, au même titre que la distribution spatiale du glissement sur la faille est hétérogène. Puisque $\Delta\sigma \propto \mu\frac{\Delta u}{\tilde{L}}$, il apparaît qu'une forte chute de contrainte, pour un milieu donné (i.e. une forte chute de déformation), est le résultat d'une rupture compacte.

Le glissement sur la faille peut être représenté en termes de forces équivalentes par un mécanisme de double-couple de forces, de directions orthogonales. Cette représentation induit un champ d'onde identique à celui généré par un glissement sismique (BURRIDGE et KNOPOFF [1964]), et constitue ainsi un formalisme utile pour caractériser un séisme. Le moment associé à chacun des deux couples de forces, M_0 , est le produit

$$M_0 = \mu \Delta u A. \quad (1.3)$$

Cette grandeur, par sa définition, est une estimation de la taille du séisme ; taille en termes de surface rompue, mais aussi de glissement, et enfin du caractère plus ou moins rigide du milieu sous contrainte. Ce moment M_0 est le moment sismique, dont l'adaptation sur une échelle logarithmique donne la magnitude de moment M_w , introduite par KANAMORI [1977]. La mesure de M_0 à partir des ondes, et son lien avec la physique de la source sismique en font un des paramètres de source les plus importants dans l'analyse des séismes. Une relation importante impliquant M_0 est celle le reliant à la chute de contrainte statique. En utilisant l'équation 1.2, il vient

$$M_0 = \mu \frac{\Delta u}{\tilde{L}} A \tilde{L} = \frac{\Delta \sigma}{C} A \tilde{L}. \quad (1.4)$$

Par exemple, pour une rupture circulaire de type “crack” (MADARIAGA [1976] par exemple), $A = \pi a^2$, $\tilde{L} = a$ et $C = \frac{7\pi}{16}$, ce qui donne $M_0 = \frac{16}{7} \Delta \sigma a^3$, et donc $\Delta \sigma = M_0 \frac{7}{16a^3}$. Il découle de cette expression qu'à partir de la mesure de M_0 , et si l'on a une idée de \tilde{L} , il est possible d'estimer la chute de contrainte.

Le moment sismique des séismes observés sur Terre varie sur plusieurs ordres de grandeur, et est associé à des ruptures à des échelles de quelques centimètres, mètres ou centaines de kilomètres pour les plus fortes. Une des questions fondamentales de la sismologie est de savoir si ces séismes, malgré les ordres de grandeur qui les séparent, partagent un mécanisme commun. Autrement dit, s'agit-il d'un mécanisme similaire ? Une question corollaire de celle-ci est celle de l'invariance de la chute de contrainte $\Delta \sigma$ avec la magnitude. KANAMORI et ANDERSON [1975] offrent une des premières estimations de la chute de contrainte pour un grand nombre de séismes ($10^{18} \leq M_0 \leq 10^{23} N.m$) à partir d'une compilation d'études individuelles. Sur cette base, ils observent une invariance de la chute de contrainte avec le moment sismique, et des valeurs comprises entre $\simeq 1 MPa$ et $\simeq 10 MPa$. Par la suite, la validité de cette invariance à petite magnitude, et à très grande magnitude, a fait l'objet de nombreuses études, et la question n'est pas complètement tranchée.

La dynamique de la rupture constitue un processus complexe que le moment sismique et la chute de contrainte, paramètres statiques, ne suffisent pas à décrire. L'éner-

gie totale libérée lors d'un séisme, E_T , est la somme de trois contributions :

$$E_T = E_R + E_H + E_G. \quad (1.5)$$

L'énergie radiée (E_R), correspondant à l'énergie libérée sous forme d'onde élastique par le biais des ondes de compression (P) et de cisaillement (S); l'énergie de fracture (E_G), impliquée dans les processus de fracturation dans la zone de faille; enfin, l'énergie dissipée par chaleur (E_H), résultat du glissement dynamique sur un contact frictionnel. Comprendre le partitionnement de l'énergie lors d'un tremblement nous aiderait à comprendre la mécanique sous-jacente de la rupture. Dans un modèle de "slip weakening", l'affaiblissement de la friction sur la faille n'est pas instantané, mais chute en fonction du glissement jusqu'à atteindre une valeur stable à partir d'un glissement critique D_C . Il résulte de ce modèle un partitionnement précis de l'énergie (figure 1.1). Dans le modèle représenté dans la figure 1.1, nous faisons l'hypothèse que la contrainte

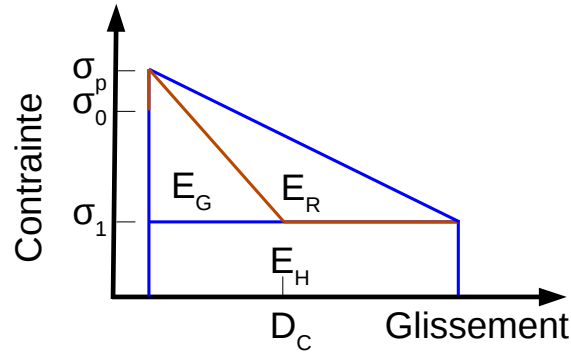


FIGURE 1.1 – Partitionnement de l'énergie dans une hypothèse de "slip weakening". La contrainte est représentée en fonction du glissement sur la faille. Après avoir atteint un pic σ_P , la contrainte frictionnelle, représentée par la courbe rouge, chute jusqu'à une valeur stable pour un glissement D_C . Les différentes aires délimitées représentent chaque contribution à l'énergie totale.

frictionnelle dynamique σ_f est égale à la contrainte finale σ_1 . Si nous faisons également l'hypothèse simplificatrice que $\sigma_P = \sigma_0$, on peut exprimer l'énergie radiée en fonction de la chute de contrainte et de l'énergie de fracture :

$$E_R = \frac{1}{2} \Delta\sigma \Delta u A - E_G. \quad (1.6)$$

En introduisant le moment sismique dans l'équation, il vient

$$E_R = \frac{\Delta\sigma}{2\mu} M_0 - E_G. \quad (1.7)$$

Introduisons maintenant l'efficacité radiative définie par $\eta = \frac{E_R}{E_R + E_G}$. À partir de l'équation 1.7, η peut être exprimée en fonction de paramètres observables par la sis-

mologie :

$$\eta = 2\mu \frac{E_R}{M_0 \Delta\sigma}. \quad (1.8)$$

Ainsi, dans le cas où E_R , $\Delta\sigma$, M_0 et μ peuvent être estimés de manière fiable, il est possible de contraindre l'efficacité radiative. Le terme η , bien qu'issu d'un modèle très simple, donne une estimation de la part de l'énergie portée par les ondes comparée à l'énergie dissipée dans les processus de fracturation. On parle de rupture efficace lorsque la part de l'énergie portée par E_R est élevée, par rapport à E_G . Cette expression de l'efficacité radiative fait intervenir l'énergie normalisée, $\frac{E_R}{M_0}$, qui, dans l'hypothèse d'une similarité dynamique de la rupture, doit être invariante avec la magnitude. Dans la littérature, la question de l'invariance de $\frac{E_R}{M_0}$, ou encore de $\sigma_a = \mu \frac{E_R}{M_0}$, la contrainte apparente, reste débattue.

1.2 Observation de la source à distance télé-sismique

Les ondes télé-sismiques, c'est à dire les ondes enregistrées dans une gamme de distances épacentrales entre 30° et 90° (ce qui correspond à des distances comprises entre 3000 et 10 000 km), constituent une donnée privilégiée pour étudier la source des séismes de magnitude modérée à forte ($M_w \geq 5.5$). Mises à part certaines régions très bien instrumentées, comme par exemple le Japon, les séismes de magnitude modérée à forte ne bénéficient pas de données locales. Les réseaux mondiaux, de par leur couverture spatiale et la qualité des sismomètres large-bande permettent donc d'analyser un grand nombre de séismes qui sinon, ne pourraient pas être étudiés. Dans la gamme télé-sismique, les ondes parviennent aux stations entre 5 et 25 minutes après la rupture. À défaut de permettre une analyse suffisamment rapide pour prévenir les populations de l'arrivée des ondes, cela permet d'avoir une estimation fiable des caractéristiques principales de la rupture peu de temps après son occurrence, en temps "quasi réel".

Bien que cette gamme n'enregistre qu'une bande étroite du rayonnement en termes de distance épacentrale, l'ensemble de la gamme azimutale peut être couverte. Cette qualité permet, même à des distances lointaines, de détecter des complexités spatio-temporelles de la rupture. Un autre avantage des ondes télé-sismiques est la simplicité des formes d'ondes, peu transformées par leur passage dans un manteau terrestre relativement homogène. La fonction de Green associée est donc simple, contrairement à une fonction de Green à distance locale ou régionale, fortement influencée par la complexité structurale de la croûte et de la lithosphère. Néanmoins, à leur passage dans le manteau, les ondes télé-sismiques subissent l'effet de l'atténuation anélastique terrestre, et les fréquences au dessus de $\simeq 1 H_z$ sont fortement atténuées. Les données télé-sismiques ne captent donc pas tous les détails du processus de rupture.

Lorsqu'observée à distance lointaine, la source peut en première approximation être considérée comme ponctuelle. Dans cette représentation, on considère que l'énergie sismique est émise à partir d'un seul point, et non d'une surface de faille. Via cette hypothèse, et dans le formalisme du double-couple, il est possible de modéliser le rayonnement engendré par un double-couple de force appliqué en un point, dont les coordonnées correspondent à l'hypocentre du séisme. La géométrie du double couple est représentée par trois angles, l'orientation de la faille par rapport au nord, dénommée le strike, le pendage mesuré par rapport à l'horizontal, et le rake, ou angle de glissement, mesuré sur le plan de faille par rapport au strike. Le schéma de la figure 1.2 précise la convention choisie pour chaque angle, qui, ensemble, définissent le mécanisme au foyer du séisme. Le mécanisme au foyer fait intervenir deux plans orthogonaux, l'un correspond au plan de faille, l'autre est un plan auxiliaire. La radiation d'un double-couple ponctuel en champ lointain ne permet pas d'identifier le plan de faille parmi les deux plans du mécanisme, mais permet d'identifier le double-couple à l'origine du séisme.

Notons certaines propriétés intéressantes issues de l'étude de la radiation en champ lointain. L'angle d'émission de l'onde à la source, dit angle take-off, est dans le cas des ondes téléseismiques proche de la verticale. Par exemple, pour une source à 20 km de profondeur, l'angle take-off par rapport à l'axe vertical varie entre 16° et 31° pour l'onde P , et entre 18° et 32° pour l'onde S . Plus la profondeur du séisme est élevée, et la distance épacentrale petite, plus l'angle take-off s'éloigne de la verticale, mais demeure relativement raide. Les ondes téléseismiques échantillonnent donc le coeur de la sphère focale plutôt que ses bords. Comme illustrée sur la figure 1.3, la radiation de l'onde P est maximale à 45° des plans auxiliaires, et s'annule sur les deux plans, dit nodaux. Pour l'onde SH , c'est au contraire au niveau des plans auxiliaires que la radiation est maximale, tandis qu'elle s'annule à 45° des deux plans auxiliaires. Dans le cas des séismes inverses ou normaux, à pendage $\delta \leq 45^\circ$, la gamme téléseismique échantillonne donc une onde P radiative. Dans le cas des séismes décrochants, elle échantillonne une radiation faible des ondes P et S . Cette caractéristique de la radiation a pour conséquence la plus grande difficulté d'analyse des séismes décrochants par rapport aux séismes inverses ou normaux.

La description de la source par un double couple ponctuel, ainsi que la simplicité de la fonction de Green, permettent de développer des outils automatiques d'analyse des séismes, offrant la possibilité d'extraire les caractéristiques de source d'un grand nombre de séismes, à partir d'une méthodologie unique donc cohérente, et ouvrant la voie à l'analyse systématique.

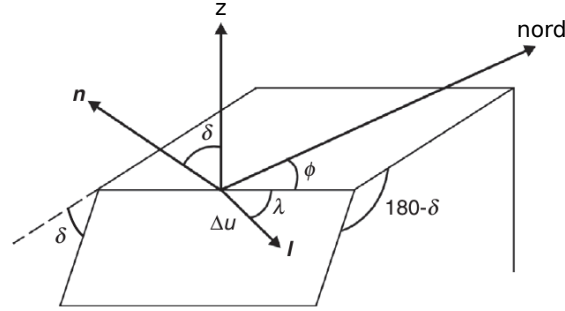


FIGURE 1.2 – Géométrie du plan de faille, représentée par le strike ϕ , le pendage δ , et le rake λ . Le strike ϕ est mesuré entre 0° et 360° par rapport au nord ; le pendage δ est mesuré entre 0° et 90° à partir de la surface ; le rake λ est mesuré entre -180° et 180° , comme la direction de mouvement du bloc inférieur par rapport au strike ($\lambda = 90^\circ$ pour un mécanisme inverse). \mathbf{n} désigne la normale au plan de faille, \mathbf{z} l'axe vertical, et \mathbf{I} le vecteur du glissement d'amplitude Δu . D'après UDÍAS et al [2014].

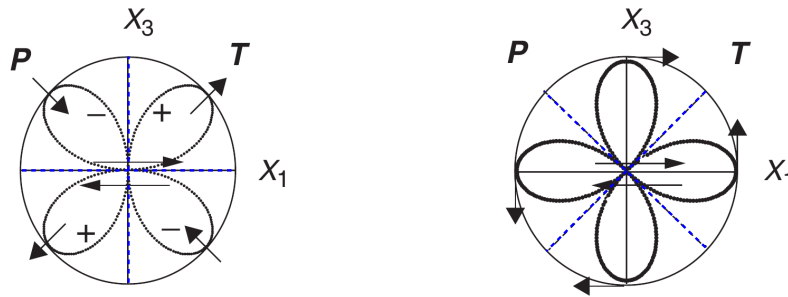


FIGURE 1.3 – Répartition de la radiation en champ lointain en fonction du mécanisme, vu dans le plan X_2 , normal aux deux plans auxiliaires X_1 et X_3 , pour l'onde P (gauche), et SH (droite). Les lobes indiquent les zones où la radiation de l'onde est forte. Les lignes pointillées bleues désignent les plans nodaux, où la radiation est nulle. La polarité de l'onde P est donnée par les signes $+$ et $-$, et celle de l'onde SH est donnée par les flèches tangentes aux lobes. La double flèche indique le mouvement le long du plan de faille, et les axes P et T correspondent aux axes de pression et de tension associés à ce mécanisme. D'après UDÍAS et al [2014].

1.3 Les séismes analysés comme un ensemble

Tirant partie de la qualité et de la disponibilité des données télésismiques d'une part, et de la simplification de la représentation de la source à longue distance d'autre part, un certain nombre de méthodes d'analyse automatique des séismes ont vu le jour au cours des trente dernières années. Une des plus anciennes et importantes contributions à cet effort est la méthode d'inversion du centroïde spatio-temporel et des composantes du tenseur des moments, développée par DZIEWONSKI et al [1981], et appliquée pour la première fois sur la sismicité mondiale de $M_w \geq 4.6$ de l'année 1981 (DZIEWONSKI et WOODHOUSE [1983]). Depuis, la méthode, actuellement sous le nom de *projet Global CMT* (EKSTRÖM et al [2012]), est quotidiennement appliquée aux séismes de $M_w \geq 4.6$ et a été appliquée rétrospectivement à la sismicité mondiale depuis 1976. Ce catalogue a permis l'analyse de la sismicité mondiale et régionale, par l'étude des mécanismes au foyer, du moment sismique, et de la répartition spatiale des séismes. Le temps

centroïde, barycentre temporel du moment sismique, comparé au temps origine du séisme est fortement liée à la durée totale de la source, et permet d'étudier le caractère compact ou étendu du séisme (DUPUTEL et al [2013]).

L'énergie radiée peut être calculée à partir des sismogrammes par intégration du carré de la vitesse, une fois corrigée du mécanisme au foyer et des effets liés à la propagation. Cette procédure est généralement effectuée en domaine spectral. En 1995, CHOY et BOATWRIGHT [1995] publient une des premières mesures systématiques de l'énergie radiée pour la sismicité globale. De cette mesure, ils quantifient la contrainte apparente σ_a , et observent son invariance avec la magnitude, mais constatent une forte variabilité de l'énergie radiée pour une magnitude donnée. Leurs observations en fonction du mécanisme au foyer montrent de manière systématique que les séismes décrochants sur les grandes failles transformantes, ainsi qu'en contexte intraplaque, radient en moyenne plus que les autres séismes. À l'opposé, les séismes inverses en zones de subduction radient en moyenne moins que les autres séismes. Via une méthodologie similaire, PÉREZ-CAMPOS et BEROZA [2001] extraient l'énergie radiée pour plus de 200 séismes entre 1992 et 1999, et confirment la dépendance de l'énergie radiée observée par CHOY et BOATWRIGHT [1995], mais en se focalisant sur le mécanisme au foyer plutôt que le contexte géodynamique. Plus récemment, CONVERS et NEWMAN [2011] ont mesuré l'énergie radiée pour des séismes de $M_w \geq 5.7$ entre 1997 et 2010, en se focalisant tout particulièrement sur les régions associés à des séismes tsunamigéniques récents. Leurs observations indiquent l'occurrence de séismes peu radiatifs dans certains segments de zones de subductions où un séisme tsunamigénique, caractérisé par une faible radiation (KANAMORI [1972]), a eu lieu. Si la mesure de E_R est théoriquement simple, elle demeure en pratique délicate, en particulier car elle est fortement affectée par l'atténuation des ondes (IDE et BEROZA [2001]).

L'analyse du spectre des ondes télésismiques, outre le calcul de l'énergie radiée, permet d'extraire des paramètres de source fondamentaux. Dans le modèle dit d'"omega square" (AKI [1967]), le spectre de la source dessine un plateau à basse fréquence proportionnel au moment sismique, et une décroissance à haute-fréquence à la puissance -2 de la fréquence, à partir d'une fréquence coin f_c . Ce modèle a été très utilisé, de par sa simplicité et sa capacité à expliquer les caractéristiques principales du spectre du déplacement. La fréquence coin est liée à l'étendue de la rupture et à la vitesse de propagation de la rupture. En faisant l'hypothèse d'une vitesse de rupture égale à une fraction de la vitesse des ondes S , il est possible d'exprimer la fréquence coin en fonction de la chute de contrainte pour une géométrie de rupture donnée. Pour une faille circulaire, $\Delta\sigma = \frac{7}{16} M_0 \left(\frac{f_c}{k\beta}\right)^3$, où β désigne la vitesse des ondes S et k est une constante dépendant du modèle de rupture et de l'onde ; par exemple, pour l'onde S , $k = 0.21$ dans le modèle de MADARIAGA [1976]. Par analyse du spectre du déplacement, l'inversion conjointe de M_0 , f_c et de l'atténuation est effectuée. Ce formalisme est très bien adapté à l'étude de la sismicité régionale, où les séismes, de taille modérée, sont bien expliqués

par le modèle “omega square”, et où des lois d’atténuation locales peuvent être estimées. À l’échelle mondiale, le catalogue construit par ALLMANN et SHEARER [2009] est l’un des plus complets à ce jour ; il comprend $\simeq 2000$ séismes superficiels ($z \leq 60 \text{ km}$), entre 1990 et 2007, dont la magnitude varie entre 5.2 et 8.3. Leurs observations indiquent une invariabilité de la chute de contrainte avec la magnitude sur toute la gamme observée, et confirment ainsi la similarité du processus sismique sur un grand nombre de séismes. Plus récemment, DENOLLE et SHEARER [2016] tempèrent ces observations. Ils trouvent que, pour un grand ensemble de séismes inverses en zone de subduction, le modèle classique de décroissance du spectre en f^{-2} explique significativement moins bien leurs données qu’un modèle impliquant deux fréquences coins, entre lesquelles l’amplitude du spectre chute en f^{-1} . La première fréquence coin serait liée à la taille de la rupture, de manière analogue à la fréquence coin classique, et indique une invariance de $\Delta\sigma$ avec la magnitude. La deuxième apparaît reliée à un processus de plus petite échelle que la taille de la source, comme par exemple la durée du pulse de glissement, et décroît comme $M_0^{-\frac{1}{5}}$.

1.4 Les fonctions source

La fonction source est un observable privilégié pour l’étude systématique des séismes à partir des ondes télé-sismiques, car elle peut être bien résolue, et renferme une information riche sur le processus sismique. La fonction source, qui est concrètement la fonction du taux de moment, décrit l’histoire temporelle du glissement au cours du temps, intégré sur l’ensemble de la faille. La fonction source $\dot{M}(t)$ s’écrit :

$$\dot{M}(t) = \int_A \mu \dot{u} dA, \quad (1.9)$$

pour une rigidité μ , une surface A , et une vitesse de glissement \dot{u} . Par définition, l’aire sous la fonction source est le moment sismique, et sa durée est la durée de la source. Cette fonction source est dite absolue. Du point de vue de l’observation, lorsque les effets de l’expansion spatio-temporelle de la rupture deviennent visibles, ce qui advient lorsque les longueurs d’onde observées sont significativement inférieures à la taille de la faille, les sismogrammes reflètent une image apparente de la source. Il est alors plus exact de parler des fonctions source apparentes d’un séisme, qui varient en fonction des coordonnées de la station et de la nature de l’onde observée.

Deux grandes catégories d’études systématiques de fonctions source existent. D’une part, les études focalisées sur les séismes profonds, dans le sens où la phase directe de l’onde P est isolée des phases réfléchies (pP et sP), et d’autre part les études qui incluent les séismes superficiels. Dans le cas des séismes profonds, la capacité d’isoler l’onde P directe des phases réfléchies offre un avantage conséquent. En champ lointain, le déplacement de l’onde P est proportionnel à la fonction source : en particulier, la

durée du pulse d'onde P est directement la durée de la source. VIDALE et HOUSTON [1993] proposent d'utiliser l'information redondante présente dans les enregistrements téléseismiques courte-période issus de denses réseaux régionaux. Sommer le déplacement de l'onde P après alignement des différentes traces leur permet d'obtenir une mesure précise de la durée de la source. HOUSTON et VIDALE [1994] étudient non seulement la durée du pulse de l'onde P , mais aussi la forme de l'enveloppe de l'onde P qui, grâce à la simplicité du milieu traversé, constitue une bonne estimation de la fonction source. Cependant, ces fonctions sont plus proches de fonctions source apparentes, de par la concentration régionale des stations, que d'une fonction source absolue. Afin d'approcher la fonction source absolue, HOUSTON et al [1998] s'intéressent, en plus des enregistrements courte-période, aux enregistrements téléseismiques large-bande des réseaux mondiaux, qui permettent un échantillonnage dense des variations azimutales. Via la même approche, ils extraient une fonction moyenne qui reflète plus fidèlement la fonction source absolue, les contributions incohérentes propres à chaque azimut devenant négligeables une fois sommées. Par la suite les études de PERSH et HOUSTON [2004], TOCHEPORT et al [2007], POLI et PRIETO [2014] et POLI et PRIETO [2016] suivent les mêmes principes et proposent des catalogues globaux de fonctions source des séismes intermédiaires et profonds de plus en plus vastes.

Dans le cas des séismes superficiels, pour lesquels les phases réfléchies sont mêlées au train d'ondes directes, l'extraction des fonctions source à partir du signal téléseismique nécessite une modélisation des ondes. Le catalogue développé par l'université du Michigan entre 1994 et le début des années 2000 (RUFF et MILLER [1994], TANIOKA et RUFF [1997]) est le premier à proposer (qui plus est, en temps quasi-réel) la fonction source des séismes superficiels ou intermédiaires ($z \leq 150 \text{ km}$) de magnitude modérée à forte ($M_w \geq 5.6$). L'approche utilisée suppose une représentation de la source par un double couple ponctuel. Ce parti pris requiert que les fonctions source extraites à chaque station par déconvolution soient identiques. La fonction source obtenue pour chaque séisme représente donc une fonction source absolue. En suivant une approche similaire, BILEK et LAY [1999], BILEK et al [2004] et plus récemment EL HARIRI et al [2013] ont développé des catalogues importants (plusieurs centaines de séismes) de fonctions source de séismes inverses en zone de subduction, à des profondeurs superficielles ($z \leq 60 \text{ km}$). Enfin, le catalogue issue de la méthode SCARDEC (VALLÉE et al [2011], VALLÉE et DOUET [2016]), dont la description détaillée fait l'objet de notre prochain chapitre, comprend à ce jour les fonctions source apparentes de plus de 3000 séismes de magnitude $M_w \geq 5.8$ de toutes profondeurs.

De l'exploration de ces catalogues, les auteurs ont pu extraire diverses propriétés des fonctions source pour mettre en lumière des processus génériques des tremblements de terre. La durée des fonctions source a été particulièrement étudiée. Dans un modèle de rupture bi-dimensionnelle et avec une chute de contrainte constante, la durée doit croître comme $M_0^{1/3}$ (TANIOKA et RUFF [1997] par exemple). TANIOKA et RUFF [1997]

observent une pente plus forte que celle attendue dans le modèle classique, mais attribuent cette observation à la possible rupture d'échelle à partir des grandes magnitudes, lorsque la rupture est essentiellement uni-dimensionnelle. En comparant les durées du même catalogue, mais en fonction des moments sismiques issus de Global CMT, **HOUSTON** [2001] observe cette fois-ci une pente 1/3, validant l'hypothèse de similarité. De l'observation des séismes profonds, une dépendance au moment à la puissance 1/3 est également observée (**VIDALE et HOUSTON** [1993]). En supposant une invariance de la chute de contrainte avec la magnitude, la durée normalisée au moment à la puissance 1/3 est inversement proportionnelle au produit $\Delta\sigma V_r^3$: $T^s \propto \frac{1}{\Delta\sigma V_r^3}$. Sur l'ensemble des profondeurs, les fonctions source indiquent une diminution de T^s avec la profondeur. Cette diminution révèle ainsi une croissance du produit $\Delta\sigma V_r^3$ avec la profondeur. Récemment, **VALLÉE** [2013] a montré que cette variation pouvait être expliquée par le seul effet de la rigidité croissante avec la profondeur.

T^s apparaît décroissante en fonction de la profondeur même au sein des séismes superficiels, comme l'ont observé **BILEK et LAY** [1999] en se focalisant sur les séismes inverses de subduction. Ils interprètent cette observation comme le témoin de la rigidité croissante avec la profondeur, mais précisent qu'une telle décroissance peut être aussi le résultat de l'augmentation de la chute de contrainte, ou de la vitesse de rupture. **HOUSTON** [2001] observe une durée normalisée plus faible associée aux mécanismes décrochants, et plus forte aux mécanismes inverses, appuyant ainsi les observations faites sur la fréquence coin et l'énergie radiée. Dans cette étude, elle attribue la forte durée normalisée des séismes inverses à la présence dominante des séismes d'interface de subduction dans le groupe des séismes inverses. L'interface rendue "mature" par l'accumulation du glissement, ainsi que le caractère hydraté de la zone de faille contribueraient à réduire la chute de contrainte et la vitesse de rupture des séismes inverses à l'interface de subduction.

L'énergie radiée peut aussi être calculée directement à partir de la fonction source (**VASSILIOU et KANAMORI** [1982]). **BILEK et al** [2004] et **EL HARIRI et al** [2013] ont tiré parti de cette propriété pour étudier l'énergie radiée des séismes inverses en zone de subduction. L'énergie normalisée $\frac{E_R}{M_0}$ est par définition très proche de la mesure de T^s , mais porte en plus une information sur la complexité de la rupture (**BILEK et al** [2004]). Si l'on fait l'hypothèse forte d'une vitesse de rupture proportionnelle à la vitesse des ondes S , alors la mesure conjointe de T^s (lié au produit $\Delta\sigma V_r^3$) et de $\frac{E_R}{M_0}$ peut donner une estimation de l'efficacité radiative η . **POLI et PRIETO** [2016] calculent de cette manière l'efficacité radiative, et l'observent croissante avec la profondeur. À partir de la mesure de η et de E_R , ils estiment l'énergie de fracture. Leurs observations indiquent une augmentation de l'énergie de fracture avec le glissement plus forte que celle obtenue par **ABERCROMBIE et RICE** [2005] pour un ensemble de séismes crustaux.

Enfin, les fonction source permettent également d'étudier des paramètres plus subtils, comme la forme temporelle de la rupture, son initiation, ou encore la propagation

de la rupture. En comparant le produit du pic de la fonction et de sa durée à la valeur du moment, [TANIOKA et RUFF \[1997\]](#) parviennent à estimer le caractère concave ou convexe des fonctions source et observent que les fonctions source sont d'autant plus concave (croissance et décroissance plus rapide qu'une fonction triangulaire) que la magnitude du séisme est élevée. L'étude du développement de la rupture par l'observation du comportement précoce des fonctions source fait également l'objet de recherches récentes (par exemple [RENOU et VALLÉE \[2017\]](#), [MEIER et al \[2017\]](#)). Enfin, lorsque les fonctions sources apparentes d'un séisme sont accessibles, il est possible sous certaines conditions, de quantifier la vitesse et la direction de propagation du front de rupture.

1.5 Références

- ABERCROMBIE, R. E. et J. R. RICE. 2005, “Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening?”, *Geophysical Journal International*, vol. 162, n° 2, p. 406–424. [13](#)
- AKI, K. 1967, “Scaling law of seismic spectrum”, *Journal of Geophysical Research*, vol. 72, n° 4, p. 1217–1231. [10](#)
- AKI, K. et P. G. RICHARDS. 2002, *Quantitative seismology*, University Science Books. [4](#)
- ALLMANN, B. P. et P. M. SHEARER. 2009, “Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 114, n° B1. [11](#)
- BILEK, S., T. LAY et L. RUFF. 2004, “Radiated seismic energy and earthquake source duration variations from teleseismic source time functions for shallow subduction zone thrust earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 109, n° B9. [12](#), [13](#)
- BILEK, S. L. et T. LAY. 1999, “Rigidity variations with depth along interplate megathrust faults in subduction zones”, *Nature*, vol. 400, n° 6743, p. 443–446. [12](#), [13](#)
- BURRIDGE, R. et L. KNOPOFF. 1964, “Body force equivalents for seismic dislocations”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 54, n° 6A, p. 1875–1888. [5](#)
- CHOY, G. L. et J. L. BOATWRIGHT. 1995, “Global patterns of radiated seismic energy and apparent stress”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 100, n° B9, p. 18 205–18 228. [10](#)

- CONVERS, J. et A. NEWMAN. 2011, “Global evaluation of large earthquake energy from 1997 through mid-2010”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 116, n° B8. [10](#)
- DENOLLE, M. A. et P. M. SHEARER. 2016, “New perspectives on self-similarity for shallow thrust earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 121, n° 9, p. 6533–6565. [11](#)
- DUPUTEL, Z., V. C. TSAI, L. RIVERA et H. KANAMORI. 2013, “Using centroid time-delays to characterize source durations and identify earthquakes with unique characteristics”, *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 374, p. 92–100. [10](#)
- DZIEWONSKI, A., T.-A. CHOU et J. WOODHOUSE. 1981, “Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 86, n° B4, p. 2825–2852. [9](#)
- DZIEWONSKI, A. M. et J. H. WOODHOUSE. 1983, “An experiment in systematic study of global seismicity : Centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 88, n° B4, p. 3247–3271. [9](#)
- EKSTRÖM, G., M. NETTLES et A. DZIEWOŃSKI. 2012, “The global CMT project 2004–2010 : centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes”, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, vol. 200, p. 1–9. [9](#)
- EL HARIRI, M., S. L. BILEK, H. R. DESHON, E. R. ENGBAHL et S. BISRAT. 2013, “Along-strike variability of rupture duration in subduction zone earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 118, n° 2, p. 646–664. [12](#), [13](#)
- HOUSTON, H. 2001, “Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 106, n° B6, p. 11 137–11 150. [13](#)
- HOUSTON, H., H. M. BENZ et J. E. VIDALE. 1998, “Time functions of deep earthquakes from broadband and short-period stacks”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 103, n° B12, p. 29 895–29 913. [12](#)
- HOUSTON, H. et J. E. VIDALE. 1994, “The temporal distribution of seismic radiation during deep earthquake rupture”, *Science*, vol. 265, n° 5173, p. 771–775. [12](#)
- IDE, S. et G. C. BEROZA. 2001, “Does apparent stress vary with earthquake size?”, *Geophysical Research Letters*, vol. 28, n° 17, p. 3349–3352. [10](#)

- KANAMORI, H. 1972, “Mechanism of tsunami earthquakes”, *Physics of the earth and planetary interiors*, vol. 6, n° 5, p. 346–359. [10](#)
- KANAMORI, H. 1977, “The energy release in great earthquakes”, *Journal of geophysical research*, vol. 82, n° 20, p. 2981–2987. [5](#)
- KANAMORI, H. et D. L. ANDERSON. 1975, “Theoretical basis of some empirical relations in seismology”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 65, n° 5, p. 1073–1095. [5](#)
- KANAMORI, H. et E. E. BRODSKY. 2004, “The physics of earthquakes”, *Reports on Progress in Physics*, vol. 67, n° 8, p. 1429. [4](#)
- MADARIAGA, R. 1976, “Dynamics of an expanding circular fault”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 66, n° 3, p. 639–666. [5](#), [10](#)
- MEIER, M.-A., J. AMPUERO et T. HEATON. 2017, “The hidden simplicity of subduction megathrust earthquakes”, *Science*, vol. 357, n° 6357, p. 1277–1281. [14](#)
- PÉREZ-CAMPOS, X. et G. C. BEROZA. 2001, “An apparent mechanism dependence of radiated seismic energy”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 106, n° B6, p. 11 127–11 136. [10](#)
- PERSH, S. E. et H. HOUSTON. 2004, “Deep earthquake rupture histories determined by global stacking of broadband P waveforms”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 109, n° B4. [12](#)
- POLI, P. et G. PRIETO. 2014, “Global and along-strike variations of source duration and scaling for intermediate-depth and deep-focus earthquakes”, *Geophysical Research Letters*, vol. 41, n° 23, p. 8315–8324. [12](#)
- POLI, P. et G. A. PRIETO. 2016, “Global rupture parameters for deep and intermediate-depth earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 121, n° 12, p. 8871–8887. [12](#), [13](#)
- RENOU, J. et M. VALLÉE. 2017, “Observations of the rupture development process from source time functions”, dans *EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 19, p. 8968. [14](#)
- RUFF, L. J. et A. D. MILLER. 1994, “Rupture process of large earthquakes in the northern Mexico subduction zone”, *pure and applied geophysics*, vol. 142, n° 1, p. 101–172. [12](#)
- TANIOKA, Y. et L. J. RUFF. 1997, “Source time functions”, *Seismological Research Letters*, vol. 68, n° 3, p. 386–400. [12](#), [14](#)

- TOCHEPORT, A., L. RIVERA et S. CHEVROT. 2007, “A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 112, n° B7. [12](#)
- UDÍAS, A., R. MADARIAGA et E. BUFORN. 2014, *Source mechanisms of earthquakes : Theory and practice*, Cambridge University Press. [vii](#), [4](#), [9](#)
- VALLÉE, M. 2013, “Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude”, *Nature communications*, vol. 4. [13](#)
- VALLÉE, M., J. CHARLÉTY, A. M. FERREIRA, B. DELOUIS et J. VERGOZ. 2011, “SCARDEC : a new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution”, *Geophysical Journal International*, vol. 184, n° 1, p. 338–358. [12](#)
- VALLÉE, M. et V. DOUET. 2016, “A new database of source time functions (stfs) extracted from the SCARDEC method”, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. [12](#)
- VASSILIOU, M. et H. KANAMORI. 1982, “The energy release in earthquakes”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 72, n° 2, p. 371–387. [13](#)
- VIDALE, J. E. et H. HOUSTON. 1993, “The depth dependence of earthquake duration and implications for rupture mechanisms”, *Nature*, vol. 365, n° 6441, p. 45–47. [12](#), [13](#)

Chapitre 2

SCARDEC : caractérisation sismique de la source par déconvolution des ondes de volume télésismiques

Sommaire

2.1	Approche déconvolutive	21
2.2	Données et modélisation des ondes	23
2.3	Implémentation de la méthode	25
2.3.1	Estimation de la durée	25
2.3.2	Inversion	27
2.4	Évaluation et validation de la méthode	33
2.5	Références	33

Dans la partie 1.4, nous avons vu que les fonctions source sont des observables riches d'information sur le processus sismique. Un des objectifs poursuivis par la méthode SCARDEC est de représenter au plus près la complexité de la source, en s'affranchissant des contraintes a priori posées sur la géométrie ou la cinématique de la rupture. En effet, qu'il s'agisse des analyses de la fréquence coin du spectre du déplacement, ou de l'extraction des fonctions source, les méthodes usuelles reposent généralement sur des hypothèses fortes contraignant la rupture. L'extraction de la fonction source est souvent obtenue par une inversion d'un modèle de source purement ponctuelle, ce qui implique que la fonction est la même à chaque station. C'est par exemple le cas de la méthode développée par RUFF et MILLER [1994], à l'origine du catalogue de TANIOKA et RUFF [1997], mais également de la méthode employée pour le catalogue de BILEK et LAY [1999]. Or, nous avons vu au chapitre précédent que les fonctions source à chaque station sont apparentes et diffèrent notamment sous l'effet de la directivité de la rupture. La stricte description d'une source ponctuelle trouve sa limite lorsque les effets directifs deviennent significatifs, ce qui se produit pour des grands séismes ($M_w \geq 7 - 7.5$) dont la propagation de la rupture dure suffisamment longtemps pour induire des variations importantes d'une station à l'autre. Grâce à une approche déconvolutive, les fonctions source apparentes de la méthode SCARDEC (ASTFs pour Apparent Source Time Functions dans la suite du texte) peuvent différer d'une station à l'autre. Dans ce sens, l'approche dévie de la représentation en point source. La déconvolution permet en outre de rendre compte de la complexité de la rupture présente dans les données, à la différence de fonctions source paramétrisées pour être inversées. Cette approche s'appuie sur les propriétés intrinsèques des ASTFs d'un même séisme, suffisamment contraignantes pour permettre de manière conjointe la déconvolution du terme de propagation à partir du déplacement téléseismique, et l'optimisation du mécanisme au foyer et de la profondeur du séisme. La déconvolution, appliquée aux ondes de volume téléseismiques de compression (P) et transverses (SH), produit la fonction source apparente associée à chacune des ondes, à chaque station considérée.

Les méthodes automatiques d'extraction des fonctions source développées par différents groupes n'étaient généralement pas non plus associées à une application en temps réel. Seul le catalogue de l'université du Michigan (RUFF et MILLER [1994], TANIOKA et RUFF [1997]) était le fruit des analyses des séismes en temps réel, mais il fut arrêté au début des années 2000. Un autre avantage de SCARDEC est de fournir une estimation en temps "quasi-réel" des caractéristiques principales d'un séisme peu après son occurrence. Outre les fonctions source, ces caractéristiques incluent l'inversion du mécanisme au foyer et de la profondeur moyenne du séisme. Une solution est produite environ 45 minutes après la rupture. La méthode a été introduite et validée par VALLÉE et al [2011] dans une forme qui sera légèrement modifiée par la suite, et dont l'application se limite aux séismes de subduction de $M_w \geq 7.8$. Sa validation a été approfondie dans l'étude de LENTAS et al [2013] pour tous les séismes de subduction de $M_w \geq 7.5$. L'analyse a

ensuite été étendue à tous les séismes de $M_w \geq 5.8$, et rendue opérationnelle en temps réel depuis 2012 (VALLÉE et DOUET [2016]). Les solutions SCARDEC automatiques des derniers séismes sont accessibles, environ 45 minutes après la rupture, sur le site de Geoscope (<http://geoscope.ipgp.fr/index.php/fr/>). L'application a posteriori de SCARDEC sur l'ensemble des séismes de $M_w \geq 5.8$ depuis 1992 a donné lieu à une vaste base de données de fonctions source de plus de 3000 séismes (au 31/12/2015), accessible sur la page Web <http://scardec.projects.sismo.ipgp.fr> (voir VALLÉE et DOUET [2016] pour une description de cette base de données). Les fonctions source de ce catalogue ont depuis fait l'objet de différentes études (VALLÉE [2013], COURBOULEX et al [2016], RENOU et VALLÉE [2017], MEIER et al [2017]), et constituent en quelque sorte notre "donnée". Elles sont néanmoins le produit d'une chaîne de traitement et d'inversion, dont nous détaillons les étapes ici.

2.1 Approche déconvolutive

Commençons par présenter le cadre théorique de l'approche. La relation entre le déplacement observé en champ lointain et une ligne-source associée à un double couple de forces est donnée par le théorème de représentation (AKI et RICHARDS [2002], chapitre 3). À la fréquence ω , le déplacement téléseismique U s'exprime comme l'intégrale sur la longueur de faille du produit entre un terme source f , et la réponse du milieu $G_{\phi,\delta,\lambda}$ à un double couple de forces, ϕ , δ et λ étant respectivement le strike, le pendage, et le rake du séisme :

$$U(\omega) = \int_{L_1}^{L_2} f(x, \omega) G_{\phi,\delta,\lambda}(x, z_c, \omega) dx, \quad (2.1)$$

avec L_1 et L_2 les extrémités de la faille rompue, et z_c la profondeur moyenne de la source. À distance lointaine et pour une Terre à symétrie sphérique, la radiation $G_{\phi,\delta,\lambda}(x, z_c, \omega)$ émise en chaque point de la faille est simplement reliée à la radiation $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ émise à l'hypocentre,

$$G_{\phi,\delta,\lambda}(x, z_c, \omega) = G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}, \quad (2.2)$$

où \vec{k} désigne le vecteur d'onde. L'effet de la propagation de la rupture le long de la ligne-source est pris en compte dans f et fait intervenir le temps de rupture $T_r(x)$, et $s(x, \omega)$ la fonction source correspondante locale,

$$f(x, \omega) = s(x, \omega) e^{-i\omega T_r(x)}. \quad (2.3)$$

L'équation 2.1 peut être reformulée,

$$U(\omega) = G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega) \int_{L_1}^{L_2} s(x, \omega) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega T_r(x))} dx, \quad (2.4)$$

ce qui correspond en domaine temporel au produit de convolution de $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, t)$ par un terme $F(t)$,

$$U(t) = G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, t) \star F(t), \quad (2.5)$$

avec

$$F(t) = \int_{L_1}^{L_2} s(x, t + \frac{x \sin(i) \cos(\phi - \theta)}{C_\phi} - T_r(x)) dx. \quad (2.6)$$

F est la fonction source apparente du séisme à une station et une onde données. Le caractère apparent de F se retrouve dans sa dépendance aux paramètres de l'onde et de la station : l'angle take-off à la source i , la vitesse de l'onde C_ϕ , et l'azimut de la station θ .

Les fonctions source apparentes d'un même séisme partagent néanmoins un certain nombre de propriétés qui, pour un déplacement $U(t)$ donné, posent des contraintes fortes sur la forme de $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$, et par extension, sur les valeurs de z_c , ϕ , δ , et λ . Tout d'abord, leur intégrale est égale au moment sismique du séisme M_0 , quelque soient l'onde et la station desquelles elles sont déduites. Par ailleurs, elles sont nécessairement positives, causales, et bornées en temps. Comme nous l'avons vu, l'effet directif engendre des différences d'une fonction source à une autre. L'amplitude de cet effet dépend des paramètres de l'onde et des stations, mais également de la vitesse du front de rupture. Le terme s est fonction en temps d'un terme $\Gamma = \frac{x \sin(i) \cos(\phi - \theta)}{C_\phi}$, qui fait intervenir $x = V_r(x) T_r(x)$, $V_r(x)$ étant la vitesse du front de rupture. Dans le cas des ondes de volumes, V_r est généralement proche de C_ϕ . En effet, les valeurs de V_r se retrouvent autour de $0.7 - 0.9 C_S$, C_S étant la vitesse des ondes S , mais peuvent atteindre dans certains cas des valeurs "supershear", c'est à dire supérieure à C_S . On remarque cependant que l'effet sur les enregistrements télésismiques demeure limité car ils correspondent à des ondes dont l'angle take-off est proche de la verticale, et ont donc peu de chance d'être dans l'axe de propagation de la rupture, souvent sub-horizontale pour les séismes superficiels. Ces deux caractéristiques indiquent que les fonctions source apparentes dans la gamme qui nous intéresse, a fortiori pour les séismes superficiels, sont peu affectées par la directivité. On peut donc faire l'hypothèse que les fonctions source apparentes issues d'une même onde se ressemblent.

Le principe de SCARDEC est de déconvoluer $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, t)$ à partir du déplacement observé $U(t)$ pour l'onde P d'une part, et l'onde SH d'autre part, pour des valeurs testées des paramètres $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$. La solution est réaliste si et seulement si la fonction source F issue de la déconvolution satisfait les cinq conditions suivantes :

- (i) F est positive,
- (ii) F est causale,
- (iii) F est bornée entre $t = 0$ et $t = T_d$, avec T_d la durée de la source,

(iv) $\int_0^{T_d} F dt = M_0$,

(v) La forme de F diffère peu d'une station à l'autre.

Ces propriétés se révèlent suffisantes pour opérer une déconvolution stable et contraindre le groupe de paramètres $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$ via un processus d'optimisation. À l'issue de ce processus, la déconvolution induit comme produit dérivé les fonctions source apparentes issues des ondes P et SH . La ressemblance forte des ASTFs issues de l'onde P (moins affectées par la directivité que les ondes S) permet de les moyennner de manière constructive, afin d'obtenir une fonction source moyenne, plus proche de la fonction source absolue du séisme.

2.2 Données et modélisation des ondes

La mise en pratique d'une telle approche repose sur l'existence des réseaux sismologiques mondiaux, dont le développement s'est fortement accru depuis une trentaine d'années. Le consortium mondial de réseaux sismologiques large-bande FDSN réunit un ensemble de réseaux globaux ou locaux, dont les sismogrammes sont diffusés publiquement via des centres de données. Le plus important d'entre eux est celui associé à IRIS (Incorporated Research Institutions for Seismology), puisqu'il héberge la totalité des données envoyées par les différents réseaux du consortium. Dans la version en temps réel de SCARDEC, dès lors qu'un séisme de $M_w \geq 5.8$ est identifié par le NEIC (National Earthquake Information Center), les données issues des réseaux large-bande américains (IU, II, GT, IC, ce dernier étant une coopération avec la Chine), français (Geoscope), et allemand (Geofon) sont téléchargées à partir des centres de données de IRIS et de Geoscope. Il en est de même pour l'ensemble des séismes analysés a posteriori depuis 1992. Les stations de ces différents réseaux sont reportées sur la carte de la figure 2.1, qui montre la couverture totale du globe par ces réseaux, avec un maillage relativement régulier sur les continents, mais épars au niveau des océans, où seules les îles peuvent accueillir des stations.

Bien que l'approche théorique soit basée sur l'analyse des ondes directes P et SH , la méthode inclut également leurs réflexions locales à la surface (pP et sP pour la P , et sS pour la SH), ainsi que l'onde PP réfléchiée à la surface, et les ondes réfléchiées au noyau PcP et ScS . Dans la gamme de magnitudes ciblée, pour des forts séismes de profondeur superficielle ou intermédiaire, les phases locales réfléchiées arrivent avant la fin du train d'ondes directes, ce qui rend leur prise en compte nécessaire. Cette particularité a néanmoins l'avantage de rendre l'analyse sensible à la profondeur de la source, car le délai entre l'onde directe et l'onde réfléchiée lui est directement lié. Les ondes PP , PcP , et ScS sont également susceptibles d'interagir avec le train d'ondes directes dans le cas d'une rupture de longue durée. La modélisation de la propagation des ondes dans le manteau est effectuée par des techniques basées sur la théorie du rai. Ce formalisme est possible tant que les ondes traversent des milieux relativement simples, tels que le

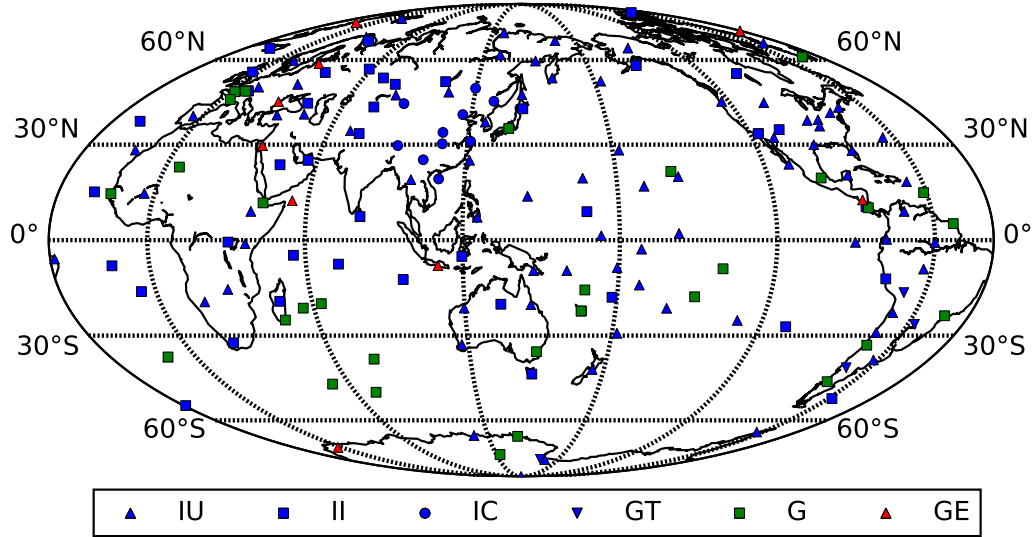


FIGURE 2.1 – Carte des différents réseaux large-bande procurant les données utilisées dans SCARDEC (stations en fonctionnement en novembre 2015). IU : IRIS/USGS Global Seismographic Network (USGS), II : IRIS/IDA Seismic Network (Scripps Institution of Oceanography), IC : New China Digital Seismograph Network (USGS), GT : Global Telemetered Seismograph Network (USAF/USGS), G : GEOSCOPE (IPGP), GE : GEOFON (GFZ).

manteau terrestre. À distance épacentrale $\Delta \leq 60^\circ$, la propagation des ondes PP et SS est cantonnée dans la lithosphère et la partie supérieure du manteau, qui présentent trop d'hétérogénéité pour permettre une modélisation précise via ce type de techniques. Pour les séismes de durée moyenne, typiquement associés à des magnitudes $M_w \leq 7$, il est possible de considérer la gamme $30 - 60^\circ$ sans modéliser les ondes PP et SS ; par contre cette gamme est exclue pour les séismes de $M_w \geq 7$, dont la durée de source est trop longue pour ne pas interférer avec l'onde PP . La limite maximale de la gamme de distances épacentrales est respectivement de 90° et de 95° pour les ondes de compression et les ondes transverses. Dans cette gamme, l'onde SS arrive plus tardivement (par exemple, 240 s après la première arrivée d'onde S pour une distance $\Delta = 60^\circ$ d'une source située à 10 km de profondeur) et est peu susceptible d'interférer avec les ondes directes, elle n'est donc pas modélisée. Dans ces conditions, il est possible d'analyser des séismes dont la rupture dure jusqu'à $\simeq 250\text{ s}$, ce qui correspond à des séismes de magnitude $8.5 - 9$. On voit par contre qu'un séisme aussi long que le grand séisme de Sumatra, 2004, $M_w 9.1 - 9.3$, d'une durée de 8-10 minutes (NI et al [2005], VALLÉE [2007], par exemple), sort du cadre des séismes analysables par SCARDEC.

Les fonctions de Green sont calculées via la méthode de Bouchon (BOUCHON [1976]) qui inclut la méthode de réflectivité (FUCHS et MÜLLER [1971], MULLER [1985]). Le modèle de terre radial IASP91 (KENNETT et ENGBAHL [1991]) est considéré pour le trajet des rais dans la terre, à l'exception du calcul des angles take-off à la source pour les séismes superficiels. En effet, la valeur de l'angle take-off à la source conditionne fortement la propagation du rai, et étant donné la complexité structurale de la croûte,

en particulier la variabilité spatiale de la profondeur du Moho, un modèle 1D apparaît trop peu précis. La profondeur du Moho est alors définie via le modèle de croûte 3D, CRUST2 (BASSIN [2000]). Au dessus du Moho, la croûte est représentée par un gradient linéaire de vitesse avec la profondeur. L'atténuation anélastique des ondes dans le manteau, terme dépendant de la fréquence sous la forme d'une exponentielle décroissante ($e^{-\pi f t^*}$ avec f la fréquence), fait intervenir un paramètre t^* , homogène à un temps, lui-même dépendant de la fréquence : $t^* = 0.39 f^{-0.25}$. Ce paramètre est préféré à un t^* constant, dont l'usage tend à sous-estimer les hautes fréquences de l'onde P (VALLÉE et DOUET [2016], DER [1998]).

2.3 Implémentation de la méthode

La mise en application de cette méthode de manière automatique aux séismes de $M_w \geq 5.8$ comprend différentes étapes détaillées ici. Elles sont plus amplement présentées dans l'article de VALLÉE et DOUET [2016], et résumées dans la figure 2.2 qui en est extraite.

2.3.1 Estimation de la durée

Nous avons vu précédemment que la durée des fonctions source apparentes était bornée entre $t = 0$ et $t = T_d$, où T_d est la durée de la source. Il est donc nécessaire d'estimer la valeur de T_d à partir des sismogrammes. Ceci n'est pas aisé à partir de l'observation simple des sismogrammes, notamment à cause des interférences entre onde directe et ondes réfléchies, qui ont pour effet de masquer la fin du signal source portée par l'onde directe. De plus, la valeur de T_d est apparente en raison des effets directifs de la rupture sur les ondes, et varie donc en fonction de l'onde et de la station considérée. Il a été montré que le filtrage de la composante verticale autour de $1 H_z$ élimine la présence des ondes autres que la P , car seul le train d'onde directe P n'est pas atténué à cette fréquence (NI et al [2005]). Cette procédure est ici appliquée aux séismes de $M_w \geq 7$ pour déterminer T_d . Techniquement, mesurer la durée nécessite de fixer des critères arbitraires pour définir où l'amplitude n'est plus considérée comme significative. De plus, il s'agit de définir une durée en tenant compte du caractère apparent des signaux. Ici, basée sur un filtrage de la composante verticale entre $1 H_z$ et $3 H_z$, la fin du signal source est définie comme le dernier point où l'amplitude excède 50% de l'amplitude maximale. Un temps médian est choisi parmi les différentes stations; il est allongé de 25 s et retranché du délai ΔT_{P-pP} , qui est la différence de temps d'arrivée entre l'onde P et l'onde pP , indissociables. Plus qu'une estimation précise de la durée, il s'agit de ne pas sous-estimer la véritable durée de source. La figure 2.3 représente la composante verticale de la vitesse à la station DBIC pour le séisme de Gorkha, au Népal (25/04/2015, M_w 7.9), filtrée entre $1 H_z$ et $3 H_z$, sur laquelle l'estimation de la durée, T_d ,

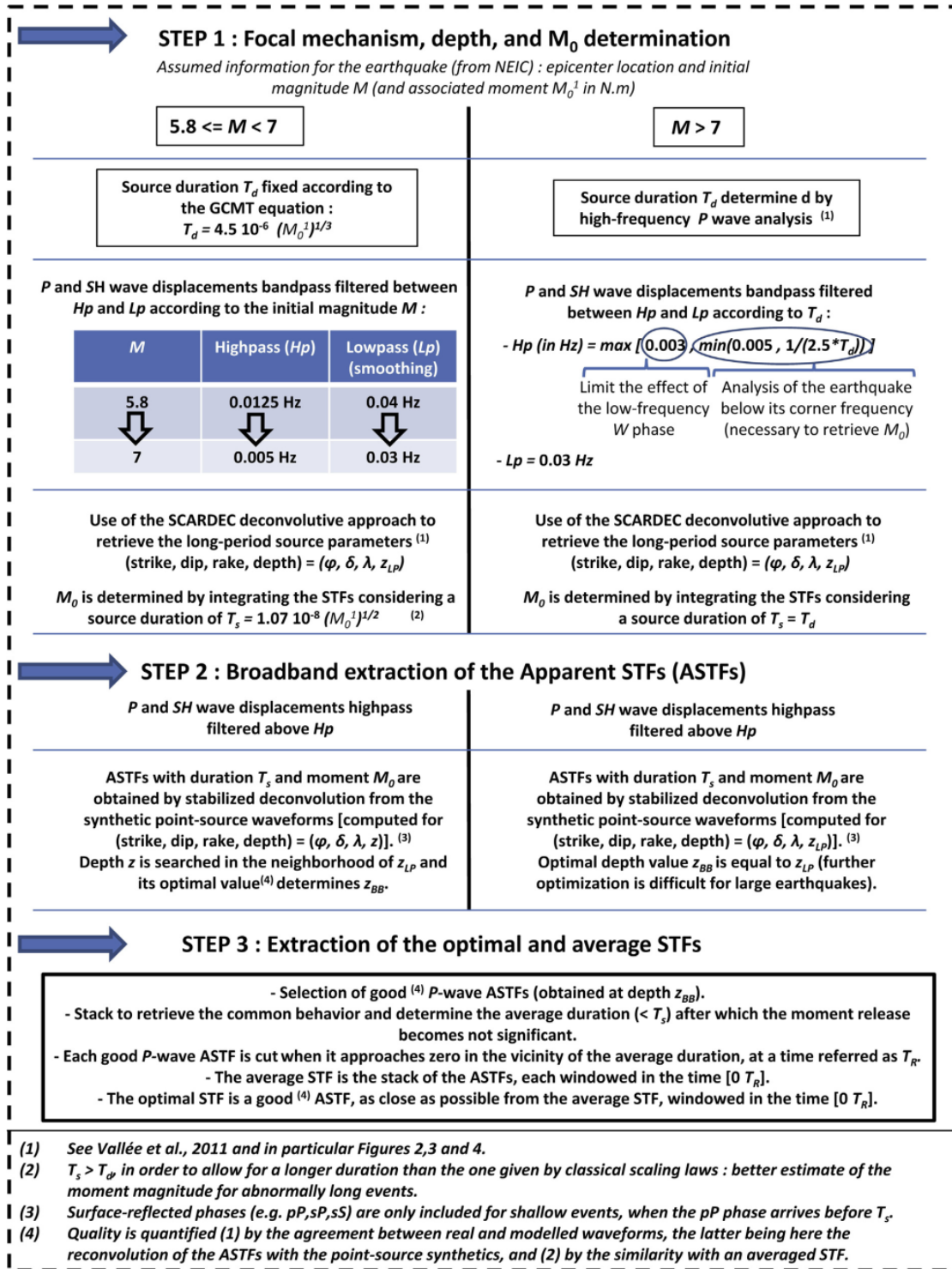


FIGURE 2.2 – Résumé des différentes étapes qui constituent l'analyse SCARDEC. Cet organigramme est issu de l'article de VALLÉE et DOUET [2016]. On note un traitement différent pour les séismes modérés ($M_w \leq 7.0$) et forts ($M_w \geq 7.0$).

a été reportée. Les critères d'estimation de la durée ont été testés et ne révèlent pas de grande influence sur la valeur estimée (VALLÉE et al [2011]). Comme l'onde S est plus sensible aux effets directifs, on s'attend à une durée plus longue de la source sur cette composante. Dans un cas simple de rupture unilatérale à une vitesse de 3.5 km.s^{-1} , les durées apparentes peuvent être étendues de $\simeq 15\%$. Le temps $T_d^S = 1.15T_d$ est donc

choisi pour l'ensemble des ondes transverses.

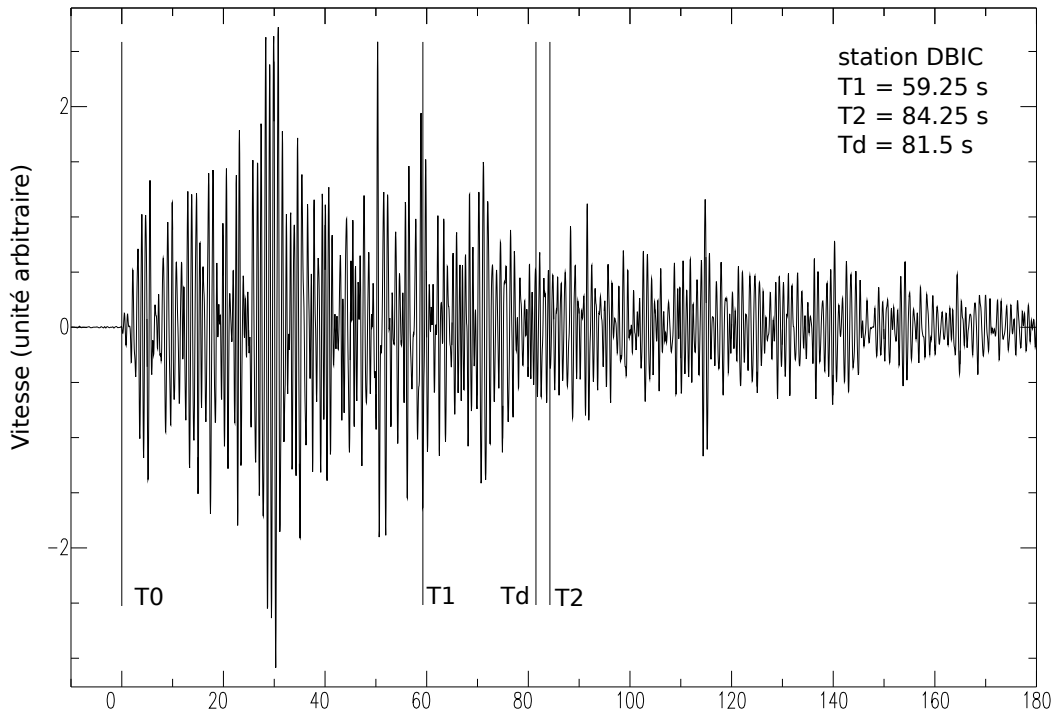


FIGURE 2.3 – Composante verticale de la vitesse à la station DBIC, pour le séisme de Gorkha (25/04/2015, M_w 7.9), filtrée entre 1 Hz et 3 Hz . L'unité est arbitraire. T_0 est le temps théorique d'arrivée de l'onde P calculé dans le modèle IASP91; T_1 est la durée initialement mesurée, T_2 la durée allongée, qui, retranchée de ΔT_{P-pP} donne T_d , l'estimation de la durée de source.

Cette approche n'est pas applicable aux séismes de plus faibles magnitudes dont le rapport signal sur bruit dans cette gamme de fréquences est trop faible. Une approche basée sur les lois d'échelle entre la magnitude et la durée de source est dans ce cas considérée. La loi d'échelle utilisée dans les inversions GCMT est utilisée : $T_d = 4.5 \cdot 10^{-6} (M_0)^{\frac{1}{3}}$. Cependant, cette loi est très générale et dans le cas de ruptures particulièrement longues, une partie de la source risque d'être perdue. Cette perte ne constitue pas un véritable problème pour estimer le mécanisme au foyer et la profondeur du séisme. Par contre, le moment sismique peut être sous-estimé. Pour calculer le moment, une loi d'échelle proportionnelle à $M_0^{\frac{1}{2}}$ est utilisée (figure 2.2).

2.3.2 Inversion

L'optimisation des paramètres et l'obtention des ASTFs comprennent deux étapes successives. Une première, dite "basse fréquence" (figure 2.2, "step 1"), optimise le calcul de la profondeur du séisme et du mécanisme au foyer via une déconvolution stable basée sur le contenu basse fréquence du signal. Le moment sismique est également re-calculé au cours de cette étape. Une deuxième étape, dite "large-bande" (figure 2.2, "step 2"), étend l'analyse aux plus hautes fréquences du spectre, et effectue une déconvolution sur la base des paramètres obtenus dans la première étape. Elle permet d'obtenir des

fonctions source apparentes au contenu spectral plus riche. Au cours de cette étape, la valeur de z_c est affinée par une optimisation de la profondeur autour de la valeur optimale obtenue à l'étape précédente.

(i) Inversion basse fréquence

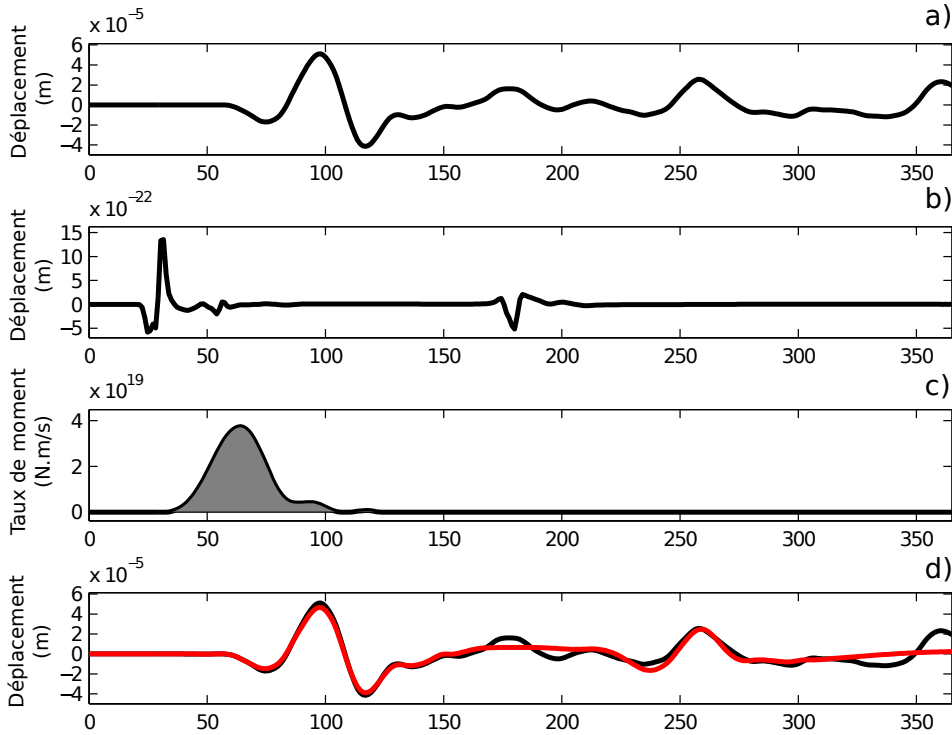


FIGURE 2.4 – Illustration du principe de la déconvolution à basse fréquence, pour la composante verticale de la station NWA0, pour le séisme de Gorkha (25 avril 2015, M_w 7.9). (a) Composante verticale du déplacement, après application des filtres passe-bas et passe-haut. (b) Réponse du milieu $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ calculée pour les valeurs optimales de $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$, et filtrée par le filtre passe-haut. (c) Fonction source apparente issue de la déconvolution de (b) à partir de (a). (d) Déplacement synthétique calculé par reconvolution de (b) par (c), superposé au déplacement observé.

Cette première étape vise à optimiser le groupe de paramètres $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$, liés au contenu basse-fréquence du spectre. En effet, ϕ , δ , et λ , sont des paramètres de source statiques, et z_c est moyenné sur l'ensemble de la rupture. Filtrer les hautes fréquences lors de cette étape revêt plusieurs avantages. Les variations locales du mécanisme (typiquement liées à la géométrie complexe de la faille), ainsi que les variations de profondeur de la rupture enrichissent le signal d'une complexité qui ne peut être expliquée par un mécanisme et une profondeur constants. D'autre part la modélisation des ondes réfléchies PP , PcP et ScS est difficile à haute fréquence car les radiations haute fréquence résultent de leurs réflexions à la croûte ou à l'interface noyau-manteau, deux zones struc-

tuellement très hétérogènes. Le seuil du filtre passe-bas est fixé à $L_p = 0.03 H_z$ pour les séismes de magnitude $M^{NEIC} \geq 7$ (M^{NEIC} , la magnitude issue du NEIC). Cette limite est rehaussée pour les séismes de plus faible magnitude, et varie de $L_p = 0.03 H_z$ à $L_p = 0.04 H_z$ des plus fortes aux plus faibles magnitudes. Un filtre passe-haut est également requis, car à des fréquences inférieures à $0.005 H_z$, les sismomètres sont en moyenne moins fiables; d'autre part le spectre de la vitesse à basse fréquence est dominé par le bruit microsismique terrestre. En pratique, il est fixé à $H_p = 0.0125 H_z$ pour les plus petites magnitudes, puis graduellement diminué pour les plus grandes magnitudes, afin de ne pas être au delà de la fréquence coin du séisme. Pour les séismes de $M^{NEIC} \geq 7$, la mesure de T_d , proportionnelle à l'inverse de la fréquence coin, permet de mieux contraindre ce seuil. Sa valeur ne descend pas en dessous de $0.003 H_z$ (figure 2.2). Notons que le filtrage effectué est causal afin de préserver les propriétés (i) et (ii) énoncées dans la partie 2.1. Il allonge néanmoins la durée considérée dans la propriété (iii). Le filtre passe haut est également appliqué au calcul de $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, t)$. Un exemple du déplacement U filtré est représenté sur la figure 2.4 (a), pour une station utilisée pour le séisme de Gorkha.

L'implémentation de l'approche développée dans la partie 2.1 tire partie des propriétés propres à chaque type d'onde. Pour des raisons de polarité opposée, il peut exister une interférence destructive à basse fréquence entre onde directe et réflexions locales. Cette perte de basses fréquences peut engendrer une sous-estimation du moment sismique. Néanmoins, l'interférence est plus faible pour l'onde SH que pour l'onde P car une seule réflexion est impliquée (sS), et qu'elle peut être de la même polarité que l'onde SH . Pour ces raisons, la déconvolution est dans un premier temps opérée sur les ondes SH pour des valeurs données de $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$ telles que les conditions (i) à (iii) sont respectées. Un moment sismique M_{0m} est estimé comme la médiane des moments sismiques calculés à chaque station. Une nouvelle déconvolution de $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ est effectuée sur les ondes P et S telles que les conditions (i) à (iv) sont respectées, en utilisant la valeur de M_{0m} .

À partir de cette solution, le déplacement synthétique U^{synth} est obtenu par reconconvolution à partir de la solution obtenue pour $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ et des fonctions source apparentes produites F . À ce stade, une fonction de coût est calculée pour estimer la qualité de la solution. Elle prend en compte en premier lieu la réduction de variance entre déplacement observé U et synthétique U^{synth} , puis dans une moindre mesure la condition (v) de ressemblance entre les ASTFs. Notons que plus de poids est donné aux ondes P qu'aux ondes SH , et que chaque station est pondérée pour tenir compte de l'irrégularité spatiale de leur répartition. Sur la base de cette fonction de coût, l'optimisation est effectuée pour le groupe de paramètres $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$ via l'algorithme de voisinage (SAMBRIDGE [1999]). Cet algorithme, basé sur une approche de type Monte-Carlo, réduit (ou étend, si nécessaire) à chaque itération l'espace des paramètres en se basant sur les résultats obtenus à l'itération précédente. Cette approche permet une

convergence rapide vers une solution stable, tout en évitant l'écueil d'un minimum local. Les paramètres du mécanisme au foyer ϕ , δ , et λ , peuvent varier au sein des intervalles $[0^\circ - 360^\circ]$, $[0^\circ - 90^\circ]$, $[-180^\circ - 180^\circ]$, respectivement. La profondeur z_c varie autour de la valeur de la profondeur hypocentrale proposée par le NEIC. Pour des sources superficielles dip-slip, notons qu'il existe un biais entre le moment sismique et le pendage de la faille : si $z_c = 0$, le déplacement télésismique est alors proportionnel à $\sin(2\delta)$ (voir par exemple le matériel supplémentaire de LENTAS et al [2013]). En d'autres termes, à la surface, si le pendage tend vers 0, le moment sismique tend vers l'infini. En pratique, ce biais persiste dans les premiers kilomètres sous la surface, d'autant plus que le contenu des ondes est basse fréquence. Pour cette raison, le paramètre z_c ne peut être inférieur à 12 km pour les séismes de $M_w \geq 7$, et à 4 km pour les séismes de plus faibles magnitudes. Les éléments (b) et (c) de la figure 2.4 représentent respectivement les termes $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ et F obtenus à partir des valeurs optimales de $(\phi, \delta, \lambda, z_c)$. L'élément (d) de la figure 2.4 représente l'accord entre donnée et déplacement synthétique.

(ii) Inversion large-bande

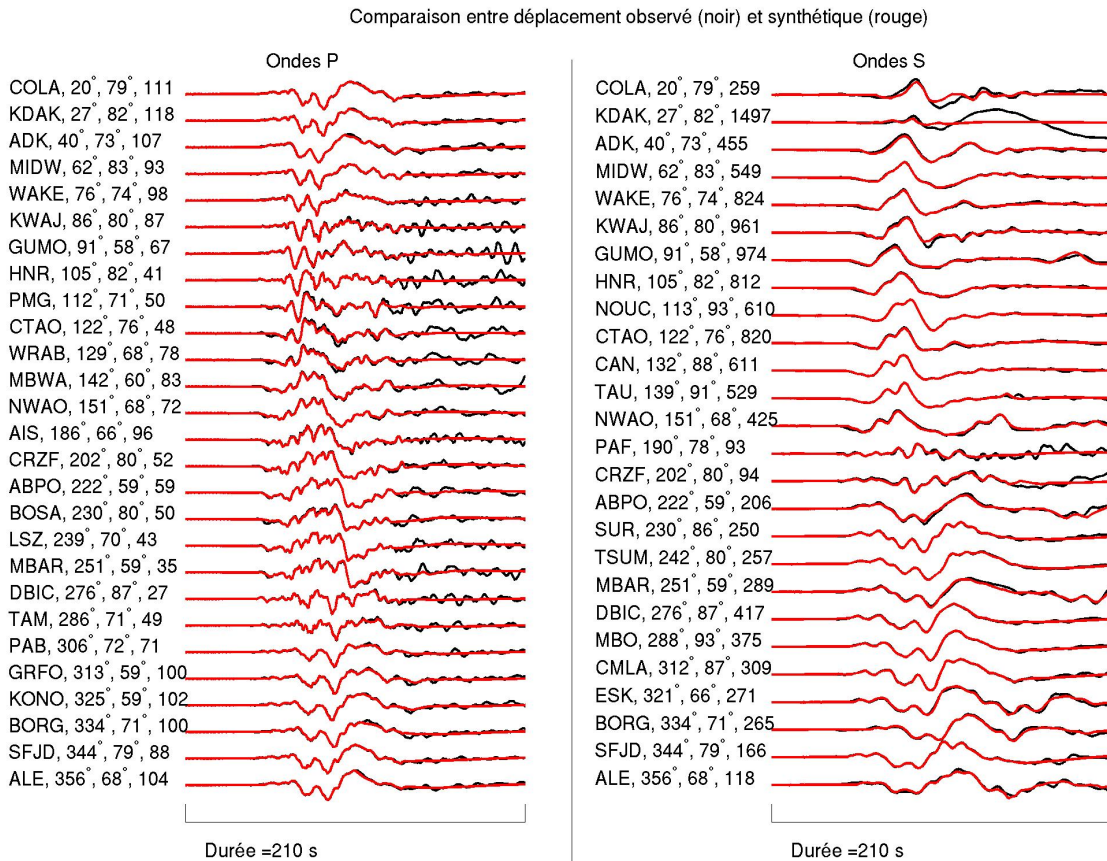


FIGURE 2.5 – Comparaison entre déplacement observé (noir) et synthétique (rouge) à l'issue de l'étape large bande, pour les ondes P et SH du séisme de Gorkha (25/04/2015, M_w 7.9). La légende associée à chaque station indique respectivement le nom, l'azimut, la distance épacentrale ainsi que l'amplitude maximale (en $10^{-6} m$) de chaque station.

À l'issue de l'optimisation basse fréquence, les paramètres de source sont bien contraints, mais les ASTFs obtenues sont difficilement exploitables car elles ne sont pas représentatives de la richesse spectrale de la source. Cette seconde étape vise à utiliser la solution basse fréquence pour effectuer une déconvolution stable de la propagation sur une plus large gamme fréquentielle. Dans cette étape, seul le filtre passe-haut est appliqué. La figure 2.5 représente la comparaison entre formes d'ondes reconvoluées et formes d'ondes observées pour le séisme de Gorkha. Cette comparaison indique une bonne correspondance, même à haute fréquence, entre données et synthétiques. Les ASTFs large-bande extraites par déconvolution de $G_{\phi,\delta,\lambda}^0(z_c, \omega)$ sont représentées sur la figure 2.6. Une forme cohérente se dégage des différentes ASTFs : on identifie des variations azimuthales sinusoïdales qui s'apparentent à un effet directif lié à la propagation de la rupture sismique vers l'est. Pour les séismes modérés ($M_w \leq 7$), dont la

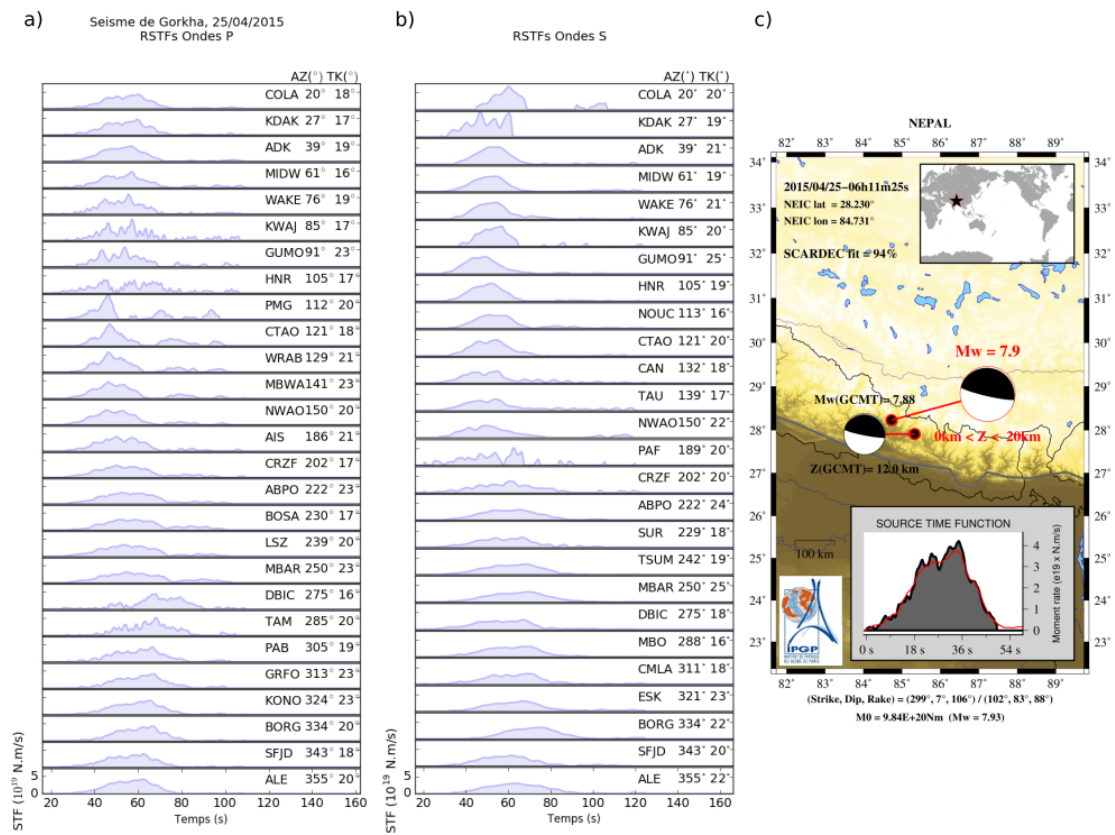


FIGURE 2.6 – (a) et (b) ASTFs d'ondes P et d'ondes S obtenues à l'issue de l'étape large-bande pour le séisme de Gorkha. (c) Représentation de la solution SCARDEC, publiée sur le site de Geoscope (<http://geoscope.igpp.fr/index.php/fr/>) : fonction source moyenne (rouge) et fonction source optimale (noire) de ce même séisme. Le mécanisme au foyer et la profondeur SCARDEC sont représentées, ainsi qu'à titre de comparaison, les mêmes paramètres issus de la solution GCMT.

part d'énergie haute fréquence est plus importante que pour les grands séismes, cette étape permet par ailleurs de raffiner l'estimation de la profondeur. Une optimisation de z_c est effectuée pour ces séismes dans le voisinage de la profondeur trouvée à basse fréquence.

(iii) Fonctions source moyenne et optimale

Les ASTFs de l'onde P , moins affectées par la directivité que les ASTFs de l'onde S donc plus ressemblantes, sont utilisées pour le calcul de la fonction source moyenne (figure 2.6, (c)), qui constitue un proxy de la fonction source absolue. La moyenne est calculée après une corrélation en temps. Les faibles amplitudes résiduelles, souvent présentes à la fin de la STF, ne sont pas considérées comme significatives et sont donc coupées de la STF moyenne. Ces amplitudes résiduelles sont une conséquence de l'approche déconvolutive. Cette approche a l'avantage de produire des STF au plus proche de la donnée, au risque cependant d'inclure dans le terme source tout ce qui n'a pas pu être pris en compte dans la modélisation du terme de propagation. Par exemple, la complexité structurelle de la lithosphère océanique au niveau des failles transformantes induit une complexité qui se retrouve projetée dans la fonction source, à défaut d'être modélisée. Il en va de même par exemple pour des ruptures dont le mécanisme au foyer, ou l'extension en profondeur, varient fortement au cours de la rupture. L'opération de somme après corrélation pour obtenir la fonction source moyenne permet de réduire cet effet, et de ne conserver que la complexité cohérente entre les ASTFs, plus certainement liée à la complexité de la source.

Une complexité forte, qu'elle soit issue de la source ou de la structure, peut rendre l'analyse impossible. D'autres raisons peuvent empêcher d'extraire une solution satisfaisante. Le trop faible nombre d'enregistrements avec un bon rapport signal/bruit est une des raisons principales de l'absence de solution pour certains séismes. Ceci concerne en particulier les séismes les plus anciens, mais aussi les séismes strike-slip de magnitude $M_w \simeq 5.8 - 6.2$, dont la radiation peut être insuffisante pour les ondes P téléseismiques. Un autre cas d'exclusion concerne les séismes se produisant quelques heures après un grand séisme, dont les enregistrements sont encore contaminés par les ondes de surface du grand séisme. Enfin, comme évoqué précédemment, des ruptures particulièrement longues sortent du cadre de cette analyse, ce qui pour l'instant ne concerne que le séisme de Sumatra de 2004.

Enfin, la méthode sélectionne une ASTF d'onde P considérée comme optimale dans le sens du misfit et de la ressemblance de la fonction source à la fonction moyenne. La solution SCARDEC en temps réel, ainsi que les solutions publiées dans la base de données en ligne (VALLÉE et DOUET [2016]) incluent ces deux fonctions, en plus du moment sismique, du mécanisme au foyer et de la profondeur du séisme. Les fonctions source apparentes ne sont pas considérées au même titre, car leur robustesse est moins évidente que celles des autres paramètres, et leur interprétation nécessite une plus grande attention (voir chapitre 4).

2.4 Évaluation et validation de la méthode

Afin d'évaluer les solutions issues de SCARDEC, la base de données a été comparée à celle de Global CMT. Les deux approches étant différentes en termes de méthodologie et de données, la cohérence de leur solution est un bon indicateur de leur fiabilité. Le résultat de cette comparaison, dans un premier temps concentrée sur les grands séismes de subduction (VALLÉE et al [2011], LENTAS et al [2013]), puis pour l'ensemble du catalogue (VALLÉE et DOUET [2016]), indique une forte concordance entre les deux catalogues. Ces comparaisons révèlent néanmoins des différences systématiques. Il apparaît que la magnitude estimée par SCARDEC a en moyenne 0.02 unités de plus que celle obtenue par GCMT, essentiellement pour les séismes de $M_w \leq 7.0$. VALLÉE et DOUET [2016] proposent que cette différence résulte de la plus grande liberté donnée aux STF de SCARDEC comparées à celles utilisées dans Global CMT (triangulaires ou carrées). Ils suggèrent également que les plus faibles profondeurs autorisées dans SCARDEC que dans GCMT ($z \geq 12 \text{ km}$) peuvent être à l'origine de cette différence. Les solutions SCARDEC pour les plus grands séismes ont également été comparées aux résultats de diverses études individuelles (VALLÉE et al [2011] et LENTAS et al [2013]) et donnent des résultats concordants. La comparaison effectuée sur les séismes de subduction de $M_w \geq 7.5$ a montré que le pendage obtenu par SCARDEC était en moyenne plus fort de $\simeq 4^\circ$ (LENTAS et al [2013]). Cette observation peut être liée au biais reconnu entre M_0 et δ dans l'analyse des ondes de surface (principalement utilisées par GCMT), qui y sont plus sensibles que les ondes de volume téléseismiques.

Afin de pousser plus loin la validation de SCARDEC, les solutions ont été utilisées afin de modéliser des ondes non employées dans l'analyse. Dans un premier temps, VALLÉE et al [2011] ont modélisé les modes fondamentaux des ondes de Love et de Rayleigh (à des période $T \geq 40 \text{ s}$). La comparaison indique que les solutions SCARDEC expliquent aussi bien les données que les solutions GCMT. Dans un second temps, LENTAS et al [2013] ont proposé d'effectuer cette évaluation à plus longue période, en modélisant le spectre des modes normaux correspondant aux 48 h suivant la rupture. Il en ressort que la solution SCARDEC est capable de bien expliquer les ondes à moyenne et très longues périodes. Le même test a été effectué deux fois, en calculant d'abord les sismogrammes par la théorie des rais, puis par la méthode plus précise des éléments spectraux, et a produit des résultats similaires.

2.5 Références

AKI, K. et P. G. RICHARDS. 2002, *Quantitative seismology*, University Science Books.

BASSIN, C. 2000, "The current limits of resolution for surface wave tomography in

- North America”, *EOS Trans. AGU. 81 : Fall Meet. Suppl., Abstract.* 25
- BILEK, S. L. et T. LAY. 1999, “Rigidity variations with depth along interplate megathrust faults in subduction zones”, *Nature*, vol. 400, n° 6743, p. 443–446. 20
- BOUCHON, M. 1976, “Teleseismic body wave radiation from a seismic source in a layered medium”, *Geophysical Journal International*, vol. 47, n° 3, p. 515–530. 24
- COURBOULEX, F., M. VALLÉE, M. CAUSSE et A. CHOUNET. 2016, “Stress-drop variability of shallow earthquakes extracted from a global database of source time functions”, *Seismological Research Letters.* 21
- DER, Z. A. 1998, “High-frequency P-and S-wave attenuation in the Earth”, *Pure & Applied Geophysics*, vol. 153, n° 2-4, p. 273. 25
- FUCHS, K. et G. MÜLLER. 1971, “Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations”, *Geophysical Journal International*, vol. 23, n° 4, p. 417–433. 24
- KENNETT, B. et E. ENGBAHL. 1991, “Traveltimes for global earthquake location and phase identification”, *Geophysical Journal International*, vol. 105, n° 2, p. 429–465. 24
- LENTAS, K., A. FERREIRA et M. VALLÉE. 2013, “Assessment of SCARDEC source parameters of global large ($M_w \geq 7.5$) subduction earthquakes”, *Geophysical Journal International*, vol. 195, n° 3, p. 1989–2004. 20, 30, 33
- MEIER, M.-A., J. AMPUERO et T. HEATON. 2017, “The hidden simplicity of subduction megathrust earthquakes”, *Science*, vol. 357, n° 6357, p. 1277–1281. 21
- MULLER, G. 1985, “The reflectivity method - a tutorial”, *Journal of Geophysics-Zeitschrift Fur Geophysik*, vol. 58, n° 1-3, p. 153–174. 24
- NI, S., H. KANAMORI et D. HELMBERGER. 2005, “Seismology : Energy radiation from the Sumatra earthquake”, *Nature*, vol. 434, n° 7033, p. 582–582. 24, 25
- RENOU, J. et M. VALLÉE. 2017, “Observations of the rupture development process from source time functions”, dans *EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 19, p. 8968. 21
- RUFF, L. J. et A. D. MILLER. 1994, “Rupture process of large earthquakes in the northern Mexico subduction zone”, *pure and applied geophysics*, vol. 142, n° 1, p. 101–172. 20
- SAMBRIDGE, M. 1999, “Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm–I. Searching a parameter space”, *Geophys. J. Int*, vol. 138, p. 479–494. 29

- TANIOKA, Y. et L. J. RUFF. 1997, “Source time functions”, *Seismological Research Letters*, vol. 68, n° 3, p. 386–400. [20](#)
- VALLÉE, M. 2007, “Rupture properties of the giant sumatra earthquake imaged by empirical Green’s function analysis”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 97, n° 1A, p. S103–S114. [24](#)
- VALLÉE, M. 2013, “Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude”, *Nature communications*, vol. 4. [21](#)
- VALLÉE, M., J. CHARLÉTY, A. M. FERREIRA, B. DELOUIS et J. VERGOZ. 2011, “SCARDEC : a new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution”, *Geophysical Journal International*, vol. 184, n° 1, p. 338–358. [20](#), [26](#), [33](#)
- VALLÉE, M. et V. DOUET. 2016, “A new database of source time functions (stfs) extracted from the SCARDEC method”, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. [viii](#), [21](#), [25](#), [26](#), [32](#), [33](#)

Chapitre 3

Étude des fonctions source moyennes : application aux propriétés des séismes de subduction

Sommaire

3.1	Introduction	40
3.2	Source properties extracted from the SCARDEC STF database	42
3.2.1	Catalog of mean source time functions and tectonic classification	42
3.2.2	STF impulsivity F_m^s	45
3.2.3	Radiated Energy and the Complexity of STF's	48
3.3	Global observations	51
3.3.1	Depth and Focal mechanism dependencies	51
3.3.2	Weaker behavior of subduction <i>interface</i> earthquakes	51
3.4	Differences among the subduction zones and relations with subduction zone properties	54
3.4.1	Inter-region variability of subduction interface earthquakes	54
3.4.2	Comparison with plate convergence properties : age and rate	64
3.4.3	Comparison with interface convergence properties : coupling	64
3.5	Conclusion	65
3.6	Références	66

Dans cette partie nous nous intéressons aux fonctions source moyennées à partir des fonctions source apparentes de l'onde P , qui constituent un proxy de la fonction source absolue du séisme. À moment sismique égal, les fonctions source moyennes des séismes montrent une grande diversité en termes de durée, d'amplitude, et de forme. Est-il possible de caractériser l'origine de cette diversité, témoin de la variabilité des ruptures sismiques ? Dans cette étude, nous essayons de répondre à cette question en étudiant les fonctions source moyennes de 1433 séismes de mécanisme dip-slip (c'est à dire inverse ou normal). Ils sont ici préférés aux séismes strike-slip car ils génèrent des ondes de volume télé-sismiques plus radiatives. Les propriétés extraites des fonctions source sont examinées à la lumière des propriétés tectoniques et géographiques des séismes. Cet ensemble de séismes inclut pour moitié des séismes de subduction, rompant à l'interface avec un mécanisme inverse. Notre travail se concentre donc sur la caractérisation de ces séismes vis à vis des autres séismes, et vis à vis de leur origine géographique. L'étude présentée dans ce chapitre est un article prêt à être soumis sous le titre : *Global and inter-region characterization of subduction interface earthquakes derived from source time functions properties*.

Outre la compréhension du processus sismique, la caractérisation de la source permet de mieux comprendre les mouvements forts à haute fréquence à proximité de l'épicentre. En particulier, la prédiction de la variabilité de ces mouvements forts (ou PGA pour "Peak Ground Acceleration", en anglais), cruciale pour l'évaluation de l'aléa sismique, apparaît directement reliée à la variabilité de la chute de contrainte. En Annexes de cette thèse, nous reproduisons l'article de [Couboulex et al. \[2016\]](#) dans lequel les auteurs déterminent la variabilité de la chute de contrainte à partir des fonctions source moyennes issus de SCARDEC, et auquel nous avons pu contribuer.

Abstract Source Time Functions (STFs) describe how the seismic moment is released with time. In addition to moment magnitude M_w , they carry information on more detailed rupture properties, such as static stress drop and radiated energy. In this study, we systematically analyze a set of 1433 STFs extracted from the SCARDEC method (Vallée and Douet [2016]), containing the $M_w \geq 5.6$, shallow ($z \leq 70 \text{ km}$) earthquakes with dip-slip mechanism that occurred between 1992 and 2014. At the global scale, we observe scale-invariance of stress drop and scaled energy with magnitude. In a second step, the source parameters distribution is investigated in light of the tectonic context of the earthquakes : in agreement with other approaches, we observe that subduction interface earthquakes have lower stress drop and scaled energy relative to all other earthquakes (e.g. crustal earthquakes). This observation may reflect the fact that subduction plate boundaries host a very large number of earthquakes, making the fault zone *mature*; or, it may be the consequence of the hydrated subducted materials leading to specific frictional properties. This specificity may explain why damages observed after crustal earthquakes tend to be larger than the ones due to subduction earthquakes of the same magnitude. Finally, a focus on subduction interface earthquakes (approximately 800 earthquakes) is done by considering 18 regional segments of subduction zones. We find that these segments do not have the same signature in terms of macroscopic rupture properties, which means that large scale plate convergence properties influence rupture behavior. In a given segment, local heterogeneities of stress drop or radiated energy can be associated with local features of the subduction zone : in particular, we find that low coupled zones generate earthquakes with low stress drop and scaled energy. This last feature, also observed at a larger scale, suggests a positive correlation between coupling and stress drop.

3.1 Introduction

The rapidly increasing number of earthquakes well recorded by modern seismometers offers the possibility to look for generic properties of the earthquake process, both at the global and the regional scales. In this respect, the richest information theoretically comes from detailed space-time slip inversions, using for example compilations made in the frame of the SRCMOD project (<http://equake-rc.info/srcmod/>, [Mai and Thingbaijam \[2014\]](#)) or systematic teleseismic approaches ([Ye et al. \[2016\]](#)). However, the number of earthquakes that can be accurately described as extended sources remains moderate, and the use of compilations based on different approaches and datasets raises some concerns about the source parameters that can safely be compared between models. Based on these limitations, seismologists may prefer simpler observables, that can be robustly determined for a large number of earthquakes, and with similar techniques. The most classical one is the corner frequency f_c of the seismic spectrum, which can be related to the stress drop $\Delta\sigma$ when assuming a simple source model with constant rupture velocity (e.g. [Brune \[1970\]](#), [Madariaga \[1976\]](#)). Systematic analyses of the corner frequency have been done both at the local scale ([Uchide et al. \[2014\]](#), [Prejean and Ellsworth \[2001\]](#), for instance) and at the global scale (e.g. [Allmann and Shearer \[2009\]](#), and more recently [Denolle and Shearer \[2016\]](#)).

Another exhaustive way to have access to the stress drop is through the earthquakes moment rate functions, also referred as source time functions (STF). Source time functions ([Tanioka and Ruff \[1997\]](#), [Houston \[2001\]](#), [Bilek et al. \[2004\]](#), [El Hariri et al. \[2013\]](#)) describe the time history of moment rate release and thus give a direct access to the source duration and peak moment rate, which can be related, similarly to corner frequency, to the static stress drop (e.g. [Houston \[2001\]](#), [Bilek et al. \[2004\]](#)). Compared to corner frequency measurements, STFs present the advantage of providing access to the full spectrum of the seismic source. This is important to account for complex earthquakes that cannot be simply described with a unique corner frequency, and this also offers the possibility to estimate the seismic energy E_R radiated by the rupture (e.g. [Vassiliou and Kanamori \[1982\]](#), [Bilek et al. \[2004\]](#)). The radiated energy normalized to seismic moment M_0 , or equivalently the apparent stress ($\sigma_a = \mu \frac{E_R}{M_0}$, with μ the medium rigidity), quantifies the radiative character of a rupture ([Abercrombie and Rice \[2005\]](#)). As a consequence of the teleseismic wavefield properties, STFs are closely related to the real broadband waveforms (basically through a deconvolution from the Green function of the medium), and as such provide a robust information on the source process. The SCARDEC method ([Vallée et al. \[2011\]](#), [Vallée and Douet \[2016\]](#)) takes advantage of this configuration to extract, from the teleseismic body waves, an homogeneous database of several thousands of STFs for earthquakes with $M_w \geq 5.8$ (<http://scardec.projects.sismo.ipgp.fr>). SCARDEC method further provides, jointly with the STFs, determinations of the focal mechanism, depth and mo-

ment magnitude which have been shown to be consistent with GCMT (Ekström et al. [2012], Vallée and Douet [2016]). This database has already been exploited to show that the stress drop increase with depth follows the medium rigidity increase, implying a constant strain drop $\Delta\epsilon$ between 0 and 650 km depth (Vallée [2013]), and to explore the stress drop variability (Courboulex et al. [2016]).

The systematic analysis of earthquake properties in subduction contexts is another topic that can be studied with STFs. These zones are very active, and with dominantly dip-slip mechanisms (easier to analyze with teleseismic body-wave STFs than strike-slip mechanisms). In a range of depths between Earth surface and about 70 km, they mostly host seismic events that occur on the plate interface, with a thrust mechanism, and classically referred to as subduction interface earthquakes. This vast class of earthquakes has some seismic characteristics which can be distinguished from the ones of earthquakes observed in other contexts. Analysis of their corner frequencies (Allmann and Shearer [2009]) or their STFs durations (Houston [2001], Courboulex et al. [2016]) show that they are in average less impulsive than intraplate earthquakes. Consistently, they are also characterized by a lower apparent stress (Choy and Boatwright [1995]). This may explain that crustal earthquakes tend to cause larger damages than subduction earthquakes (Choy and Kirby [2004]).

Besides these global characteristics, subduction interplate seismicity also has its own diversity, firstly related to the depth-dependent properties of the subduction interface. In the very shallow part of the interface, seismicity is sparser, due to the presence of a conditionally stable interface (Lay et al. [2012]). Rupture is therefore unlikely to nucleate there and most of the earthquakes affecting this area initiate at greater depth before propagating towards the surface. As these shallow earthquakes propagate in a hydrated and low rigidity medium, they are expected to have a long duration with respect to their moment magnitude, and a strong tsunami potential. It has been indeed observed that shallow and tsunamigenic ruptures are characterized by longer durations and lower radiations, compared to earthquakes occurring in the most seismogenic part of the subduction interface (between 20km and 50km depth) (Bilek and Lay [1999], Bilek et al. [2004], Duputel et al. [2013], Convers and Newman [2011]). This general scheme is not fully valid for every subduction. In particular, some subductions are found to be almost decoupled in the 20-50km depth interval (e.g. North Peru, Nocquet et al. [2014]; Java, Abercrombie et al. [2001]; Nicaragua, Correa-Mora et al. [2009]), in which case the interplate seismicity tends to be dominated by the occurrence of shallow and tsunamigenic earthquakes. Earthquake properties between subductions also differ in more subtle ways, differences which can originate from the specificities of each subduction in terms of plate convergence velocity, age and topography of the the subducting plate... For instance the background seismicity and b-value of the Gutenberg-Richter law are found to be variable among subduction zones, and can be related to the plate convergence properties (Ide [2013] and Nishikawa and Ide [2014]).

In this study, we propose to use the SCARDEC STF database to further explore the characteristics of the earthquakes occurring in subduction contexts. This will be first performed through a global analysis of the whole shallow ($z \leq 70 \text{ km}$) dip-slip-type seismicity occurring on Earth in order to extract its global behavior, and how subduction interplate earthquakes differ from the general trend. Then, inter-region differences among subduction earthquakes will be analyzed, and discussed in association with tectonic and mechanical features of plate convergence.

3.2 Source properties extracted from the SCARDEC STF database

3.2.1 Catalog of mean source time functions and tectonic classification

SCARDEC (Vallée et al. [2011], Vallée and Douet [2016]) is a method that routinely analyses teleseismic records for moderate to large earthquakes in order to retrieve the earthquake source time function, together with seismic moment, focal mechanism and focal depth. The analysis, based on a joint deconvolution of the P and SH body waves, retrieves an apparent source time function (ASTF) for each phase, at each selected teleseismic broadband station recording the earthquake. Data come from the FDSN (Federation of Digital Seismograph Networks), with an extensive use of the IRIS/USGS (II or IU) and GEOSCOPE networks. The differences between ASTFs for a given earthquake originate from the spatio-temporal source properties which distort the absolute source time function. In order to approximate this absolute source time function, a mean STF is computed from the P waves ASTFs, when at least 8 P waves ASTFs are available. The procedure first shifts the ASTFs to maximize their correlation then stacks the shifted ASTFs. The final mean STF (referred to as the STF in the following) is obtained after removing the incoherent and low amplitude features present in the late parts of the stack, that can be attributed to non-modeled propagation effects (Vallée and Douet [2016]). The resulting STFs are represented in figure 3.1 for 3 M_w 7 earthquakes, and exhibit a large variety of shape in spite of their similar seismic moment.

SCARDEC analysis has been applied on the worldwide seismicity from January 1992, and our current study focuses on the time period between January 1992 and July 2014. It provides a catalog of source time functions for more than 2700 earthquakes with magnitude ranging from 5.6 to 9.1. Within this database, STFs of dip-slip earthquakes are more reliable than those of strike-slip earthquakes. For the strike-slip earthquakes, the teleseismic waves come from a region close to the nodal planes, resulting in low amplitude waves. In addition, in the case of oceanic transform faults earthquakes, the

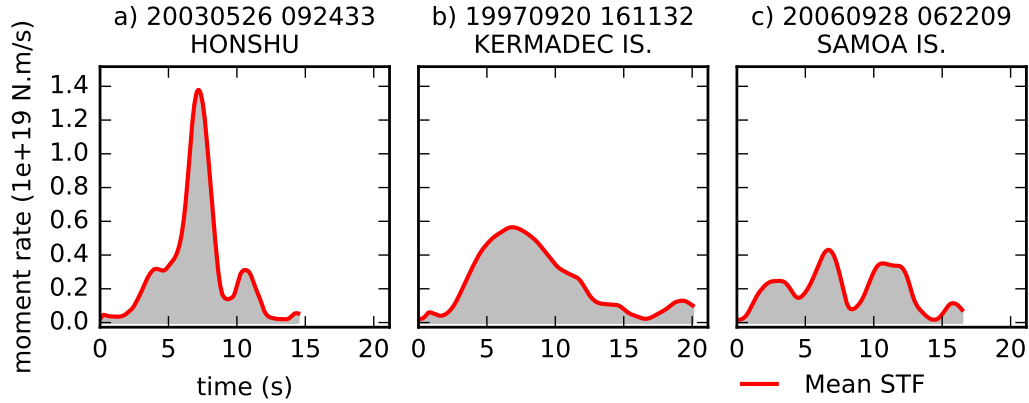


FIGURE 3.1 – Source time functions of three $M_w \simeq 7$ earthquakes. The gray area under the curve corresponds to the seismic moment M_0 . (a) STF with a very high peak and short duration. (b) and (c) STFs with lower peaks and longer durations. Note the difference in complexity between (b) and (c) STFs.

complex structure around the source, not taken into account by the Green function, is mapped into the source term, leading to abnormally complex (e.g. artificially rough) and long source time functions. On the other hand, the teleseismic P wave radiations for dip-slip earthquakes are strong, and hence provide more reliable STFs. In order to accurately measure source parameters from the functions, we prefer to discard the less reliable ones, i.e. the strike-slip earthquakes STFs, and focus on the dip-slip ruptures (including oblique mechanisms). This selection is based on the focal mechanism rake angle, λ , as defined in the Aki-Richards convention (Aki and Richards [2002] p. 101) : $\lambda = 90^\circ \pm 45^\circ$ and $\lambda = -90^\circ \pm 45^\circ$ for reverse and normal mechanisms, respectively. Our subset of the SCARDEC catalog is restricted to earthquakes with depth shallower than 70 km.

The SCARDEC method retrieves source time functions that can include early aftershocks, in particular for large earthquakes where the allowed STF duration is long (Vallée and Douet [2016]). As a consequence, such STFs do not represent a single rupture, and thus do not follow the same relation between duration and seismic moment. We therefore excluded STFs where the moment rate goes to zero between distinct subevents. However, earthquakes with complex rupture time histories, including multiple peaks without significant cancellation of the moment rate, are still present in the catalog. Our dataset finally consists of 1433 STFs whose magnitude distribution is reported in figure 3.2 (a). The largest subduction earthquakes that occurred within the time period of our study are included in our catalog, except the 2004 Sumatra-Andaman M_w 9.1 earthquake, where the extremely long source duration prevented a reliable separation between the P and S teleseismic body waves. In the early part of the time period, fewer earthquakes are present because of the fewer available stations at that time. For this reason, the 1992 M_w 7.7 Nicaragua earthquake is for example not included in the SCARDEC database (Vallée and Douet [2016]).

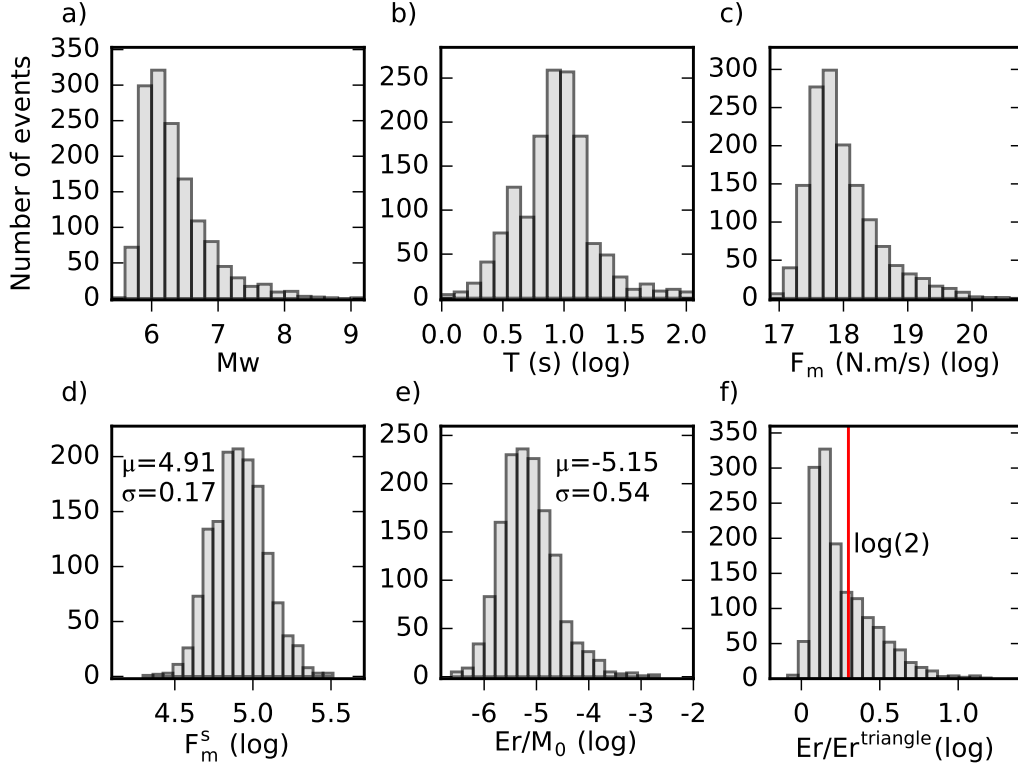


FIGURE 3.2 – Distribution of earthquake source parameters for all our dataset. (a) Moment magnitude M_w . (b) and (c) Logarithmic distributions of earthquakes STF duration and STF peak. (d), (e) and (f) Moment invariant source parameters analyzed in this study : impulsivity F_m^s , scaled energy $\frac{E_R}{M_0}$, and STF complexity index C_{ind} . In (d) and (e), μ and σ stand for logarithmic mean and standard deviation, respectively.

This study analyzes the different types of earthquakes occurring in subduction contexts. Most of these earthquakes are expected to occur at the contact between the plates (as *interface* earthquakes) but stresses induced by the subduction process also generate intraplate events. Based on automated criteria, it is difficult to discriminate between *interface* and intraplate earthquakes (in particular *intraslab* earthquakes), because inaccuracies in the earthquakes location and mechanism can be misleading. For this reason, we performed a systematic examination of each earthquake, using SCARDEC and Global CMT (Ekström et al. [2012]) solutions and when available, some more detailed source descriptions. Using also the slab geometry from *slab1.0* (Hayes et al. [2012]), it led us to a classification in four tectonic contexts : *interface* earthquakes, *intraslab* earthquakes, *continental crust* earthquakes, *oceanic crust* earthquakes. Earthquakes occurring in the overring plate of a subduction zone, in a continental rift, or more commonly in the context of continental convergence are included in the *continental* group. Normal earthquakes occurring in the outer rise of the subducting slab, in the context of oceanic ridges, and all other earthquakes occurring in the oceanic lithosphere are considered as *oceanic* events. This classification, together with SCARDEC's focal mechanism solutions, are represented on the map in figure 3.3. The number of

earthquakes in each group is reported in table 3.1. It is noteworthy to mention that *interface* earthquakes represent 56% of the catalog, as reported in table 3.1.

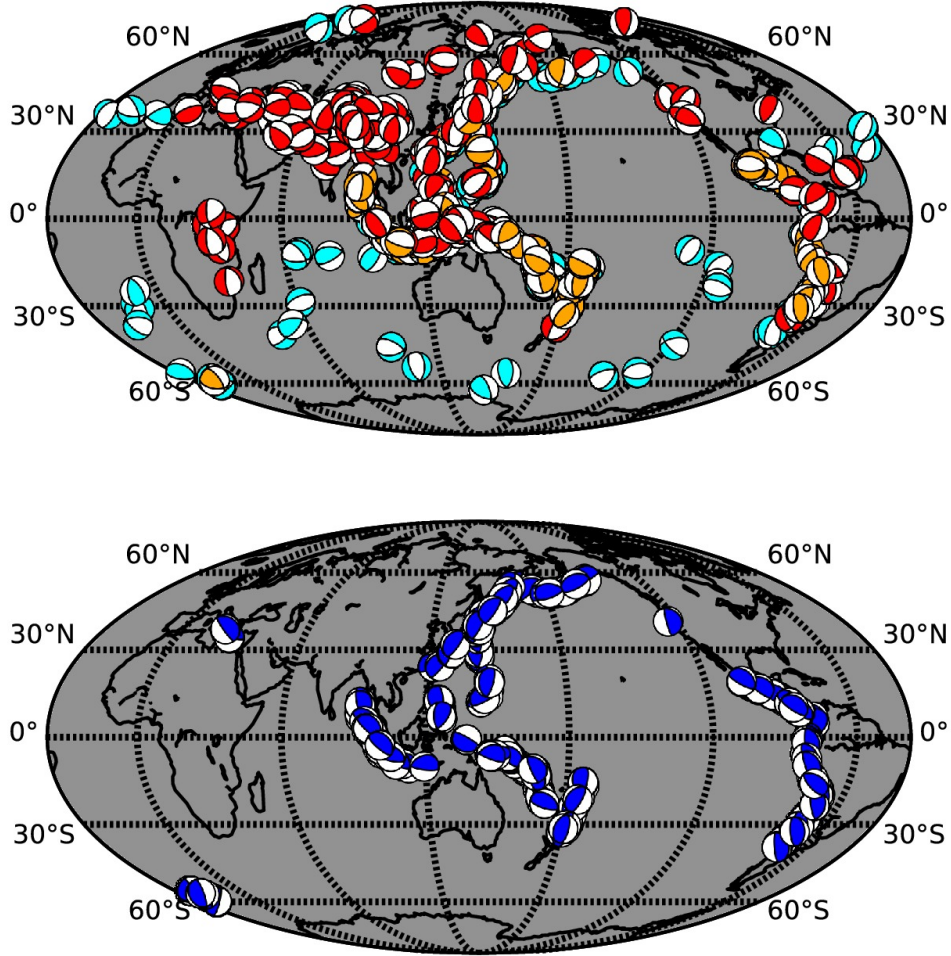


FIGURE 3.3 – World map of the earthquakes (with their SCARDEC focal mechanisms) analyzed in this study. The color refers to the earthquake tectonic environment. Top : *continental crust* (red), *oceanic crust* (light blue), *intraslab* (yellow) earthquakes. Bottom : *interface* earthquakes (blue).

3.2.2 STF impulsivity F_m^s

The area below the STF is equal to the seismic moment, M_0 , and its duration directly provides the earthquake duration. Under specific assumptions, the STF duration and peak can be related to the static stress drop $\Delta\sigma$ (e.g. Bilek et al. [2004], Houston [2001], and with the SCARDEC database, Vallée [2013]). The stress drop is proportional to the strain drop $\Delta\epsilon = K \frac{D}{\tilde{L}}$, where K is a constant related to the fault geometry, D is the average slip, and \tilde{L} is the smallest rupture dimension. It is expressed as :

$$\Delta\sigma = \mu\Delta\epsilon = K\mu \frac{D}{\tilde{L}}. \quad (3.1)$$

Subset	Number of earthquakes	$F_m^s : \mu(\sigma)$	$\frac{E_R}{M_0} : \mu(\sigma)$
All earthquakes	1433	4.91 (0.17)	-5.15 (0.54)
Thrust mechanism	1138	4.91 (0.17)	-5.18 (0.54)
Normal mechanism	295	4.94 (0.16)	-5.02 (0.49)
Interface	803	4.86 (0.15)	-5.33 (0.45)
Intraslab	184	5.03 (0.20)	-4.73 (0.70)
Continental crust	296	4.95 (0.15)	-5.01 (0.45)
Oceanic crust	150	4.97 (0.15)	-4.94 (0.44)

TABLE 3.1 – Earthquakes classification and source parameters. Number of earthquakes, logarithmic average (μ) and standard deviation (σ) values for both F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are reported for the whole catalog, and for each subset considered in this study.

In the case of a bi-dimensional rupture growth, $\tilde{L} = L$, where L is the characteristic fault length. The seismic moment can then be written :

$$M_0 \propto \mu DL^2, \quad (3.2)$$

$$M_0 \propto \Delta\sigma L^3, . \quad (3.3)$$

If we assume a constant rupture velocity V_r during the whole rupture process, and neglect the rise time, the source duration T grows as $\frac{L}{V_r}$. Introducing this relation in equation 3.3, T can be written as a function of $\Delta\sigma$, V_r , and M_0 (e.g. [Tanioka and Ruff \[1997\]](#)) :

$$T \propto (\Delta\sigma V_r^3)^{-\frac{1}{3}} M_0^{\frac{1}{3}}. \quad (3.4)$$

For a given STF, $M_0 = CTF_m$, with C a geometrical constant (e.g. $C = 0.5$ for a triangular STF) and F_m the maximum of the STF. In a similar way as for equation 3.4, the relation between M_0 and F_m can then be written :

$$F_m \propto (\Delta\sigma V_r^3)^{\frac{1}{3}} M_0^{\frac{2}{3}}. \quad (3.5)$$

The classical hypotheses of constant rupture velocity and stress drop invariance with magnitude (self-similarity) lead to a constant product $\Delta\sigma V_r^3$. In this case, we have $T \propto M_0^{\frac{1}{3}}$ and $F_m \propto M_0^{\frac{2}{3}}$. We tested this hypothesis with F_m simply measured as the STF maximum, and T as the time difference between the first and last point with amplitude higher than $0.1F_m$, and slope higher than 10% and 20% respectively of the STF's maximum and minimum slopes.

On the whole dataset, we find exponents close to the self-similarity assumption : $T \simeq M_0^{0.31}$ and $F_m \simeq M_0^{0.70}$. Both indicate a small increase of the product $\Delta\sigma V_r^3$ with

magnitude, which might be explained either by V_r or $\Delta\sigma$. However, high frequencies (above $\simeq 1Hz$) are known to be attenuated in the teleseismic waveforms by the anelastic Earth mantle. This high-frequency depletion, which flattens and elongates the short duration STF's (corresponding to low magnitude earthquakes), is a natural explanation for the slight deviation from self-similarity. The observed relations are therefore used as scaling relationships, which is a way to compensate for the attenuation affecting small earthquakes.

Although derived in the same formalism, T and F_m are not sensitive to the same features of the rupture process. T reflects the full time history of the rupture, while F_m comes from the rupture areas generating the highest moment rate, due to their large slips and/or quick rupture velocities. They therefore provide similar information for a rupture breaking a simple patch, but in the presence of a long tail of low moment release (either real or due to unexplained data complexity), the T measurement leads to a long duration which is not representative of the main earthquake characteristics. The STF maximum F_m can be more objectively measured, and is better related to the dominant features of the earthquake; additionally, even if its measurement is also subject to errors (e.g. attenuation, artificial complexities), their effects are less dramatic on the relation to seismic moment (Vallée [2013], Courboulex et al. [2016]). The higher variability observed for T than for F_m can be understood from these uncertainties related to the T measurement. This is also indicated by the lower quality of the linear regression for T ($C = 0.63$, with C being the determination coefficient) than for F_m ($C = 0.92$), as shown in figure 3.4.

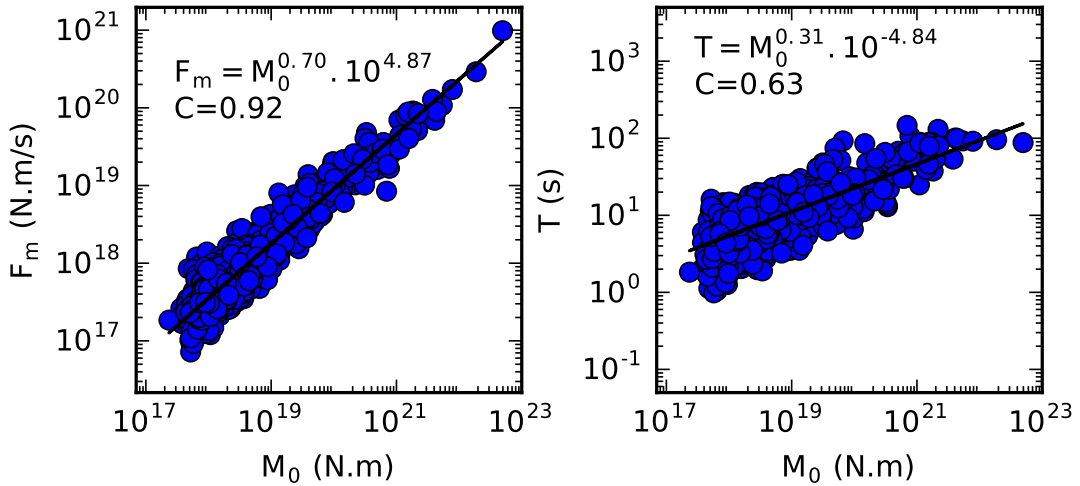


FIGURE 3.4 – Moment dependence of the STF's duration and peak. F_m (left) and T (right) are shown as a function of M_0 for the whole dataset. Linear regressions performed on the parameters logarithms provide exponents close the values expected under a constant stress drop and rupture velocity hypothesis, with a better determination coefficient for F_m than for T .

The moment scaled peak, F_m^s , hereafter referred to as the earthquake impulsivity,

is defined as

$$F_m^s = \frac{F_m}{M_0^{0.70}}, \quad (3.6)$$

$$F_m^s \propto \Delta\sigma^{\frac{1}{3}} V_r. \quad (3.7)$$

Any relative variation of the impulsivity hence results from a combined effect of stress drop and rupture velocity variations. A high F_m^s can either result from a fast rupture velocity, a large slip with respect to the fault (i.e. large strain drop), a high medium rigidity, or a combined effect of the three properties. In order to extract the single effect of $\Delta\sigma$ from F_m^s , an independent constraint on V_r is needed. Such information is actually provided by the apparent STFs, and under several conditions (rupture propagation geometry and azimuthal coverage in particular), a quantitative estimate of V_r can be done. This analysis, beyond the scope of our study, can be found in [Chounet et al. \[2017\]](#), although on a reduced number of earthquakes. The variations of F_m^s are shown in figure 3.2 (d) for the whole dataset. Due to its log-normal distribution, averages in log scale are hereafter considered.

3.2.3 Radiated Energy and the Complexity of STFs

The radiated energy, E_R , which is the part of the whole available energy released through seismic waves, can be measured from the moment rate functions ([Vassiliou and Kanamori \[1982\]](#), [Bilek et al. \[2004\]](#)) :

$$E_R = \left[\frac{1}{15\pi\rho C_P^5} + \frac{1}{15\pi\rho C_S^5} \right] \int_0^T \dot{M}(t)^2 dt, \quad (3.8)$$

where ρ , C_P and C_S are the rock density, P and S wave velocities, respectively. In their E_R measurements for shallow ($z \leq 60 \text{ km}$) thrust earthquakes STFs in subduction zones, [Bilek et al. \[2004\]](#) used constant values of ρ , C_P and C_S , because these properties are poorly constrained in the shallow Earth structure. For the same reasons, and to allow for comparisons, the same values are being considered in our calculations : $\rho = 2.8 \text{ g/cm}^3$, $C_P = 6.9 \text{ km/s}$, and $C_S = \frac{C_P}{\sqrt{3}}$. The E_R values are then used to compute the moment-scaled energy $\frac{E_R}{M_0}$. When multiplied by the rigidity μ , we obtain the apparent stress $\sigma_a = \mu \frac{E_R}{M_0}$, which is expected to be moment invariant under the self-similarity hypothesis ([Kanamori and Anderson \[1975\]](#)). Hence, $\frac{E_R}{M_0}$ and σ_a have long been analyzed to characterize seismic ruptures, and compared with the earthquakes magnitude, faulting type, or depth (e.g. [Choy and Boatwright \[1995\]](#), [Pérez-Campos and Beroza \[2001\]](#), [Choy and Kirby \[2004\]](#), [Convers and Newman \[2011\]](#)). In figure 3.5, the scaled energy is shown against seismic moment for the whole dataset, and exhibits a slightly increasing trend with M_0 , although with a large scatter. Such increase has actually been observed by several studies (e.g. [Kanamori et al. \[1993\]](#), [Abercrombie](#)

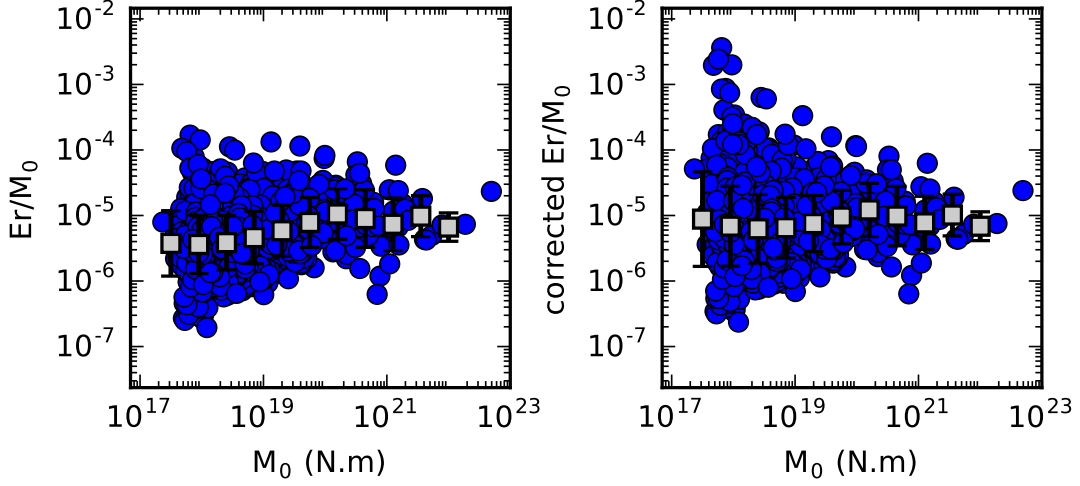


FIGURE 3.5 – Moment dependence of the scaled radiated energy. $\frac{E_R}{M_0}$ versus M_0 is shown for the whole dataset before (top) and after (bottom) correction for the high frequency attenuation above $0.5 H_z$. Logarithmic average is represented with the gray squares.

[1995], [Mayeda et al. \[2005\]](#)). [Ide and Beroza \[2001\]](#) have pointed out that an increasing trend of the apparent stress with magnitude is expected when high frequency attenuation affects the waveforms (see also section 3.2.2), as the latter effect has a larger role for short duration earthquakes. After correction for the missing energy through a classical ω^{-2} model ([Brune \[1970\]](#)), they showed an invariance of $\frac{E_R}{M_0}$ over 17 orders of seismic moment. With a cut-off frequency of $0.5 H_z$, the correction flattens the average curve (figure 3.5). A side effect of this correction is an increased variability of $\frac{E_R}{M_0}$ for small magnitudes. Indeed, among small earthquakes, the most radiative ones are the shortest ones, and as their associated STF's receive the highest correction, they have even higher radiated energies. For the whole catalog, the corrected $\frac{E_R}{M_0}$ average value is $7.1 \cdot 10^{-6}$, consistent with previous studies ([Pérez-Campos and Beroza \[2001\]](#), [Bilek et al. \[2004\]](#), [Convers and Newman \[2011\]](#) for instance), and the distribution shown in figure 3.2 (e) exhibits a log-normally distributed parameter. In the following, we consider the corrected values of E_R .

Figure 3.6 shows $\frac{E_R}{M_0}$ against F_m^s : the parameters are strongly correlated and $\frac{E_R}{M_0}$ appears to grow as F_m^{s3} . This naturally comes from the equations, for instance in the simple case of an isosceles triangular STF of peak F_m and area M_0 . The radiated energy in this case is given by

$$E_R^{tri} = 2 \left[\frac{1}{15\pi\rho C_P^5} + \frac{1}{15\pi\rho C_S^5} \right] \frac{F_m^3}{M_0}, \quad (3.9)$$

$$E_R^{tri} = 2 \left[\frac{1}{15\pi\rho C_P^5} + \frac{1}{15\pi\rho C_S^5} \right] F_m^{s3}. \quad (3.10)$$

The observed variability in figure 3.6 is related to the complexity of the STF's, which can significantly differ from self-similar triangular shapes. This is first illustrated in

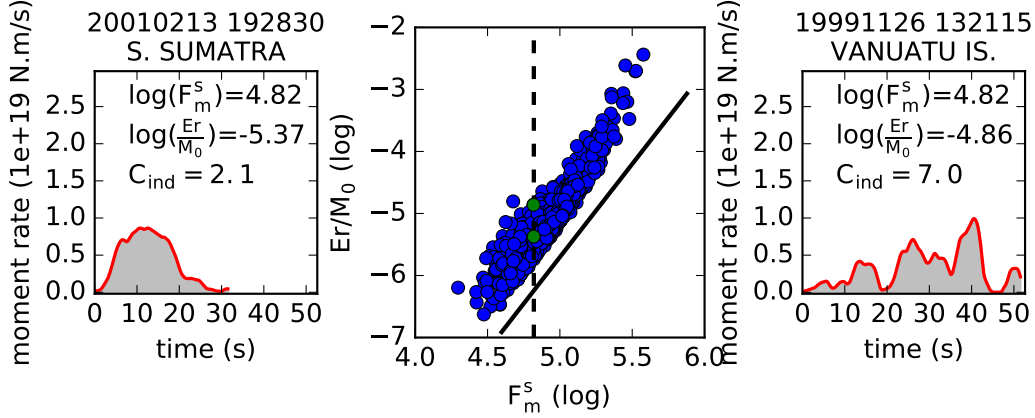


FIGURE 3.6 – Relations between scaled radiated energy and impulsivity. (Center) $\frac{E_R}{M_0}$ versus F_m^s , showing that $\frac{E_R}{M_0}$ evolves as the cube of F_m^s . Left and right subplots show two different STF's sharing similar seismic moment and impulsivity, but different scaled energy (represented by the green dots in the central subplot). The right STF exhibits higher radiations, which result from its complex rupture history.

figure 3.1, where the three $M_w 7$ earthquakes have different STF's. The first STF (a) is the most impulsive and, as expected from equation 3.10, has the largest scaled energy ($\frac{E_R}{M_0} = 1.6 \cdot 10^{-4}$); the other two, (b) and (c), share the same low impulsivity. However, the third one (c) has a more complex shape and is therefore associated with a larger radiated energy ($\frac{E_R}{M_0} = 2.7 \cdot 10^{-5}$ compared to $\frac{E_R}{M_0} = 7.6 \cdot 10^{-6}$). A similar example of this behavior is provided in figure 3.6 : at a given F_m^s , a function with several sub-events and an overall rough shape is three times more radiative than a function with a single event. These observations support what can be inferred from equations 3.8 and 3.9 : earthquakes with impulsive STF's, related to high slip rate and/or high rupture velocity, have the largest radiated energy ; and among earthquakes with similar impulsivity, earthquakes exhibiting complex STF's (due to slip rate and/or rupture velocity variations) radiate more energy. The latter observation also offers a way to quantify the earthquakes complexity through the computation of their radiated energy. As proposed by Bilek et al. [2004], this complexity can be quantified by the ratio between the radiated energy and a radiated energy reference, derived from an STF represented by an isosceles triangle with the same M_0 and F_m . A complexity index C_{ind} is then introduced by scaling E_R to the corresponding E_R^{tri} (computed from equation 3.9, and corrected from attenuation as E_R) :

$$C_{ind} = \frac{E_R}{E_R^{tri}}. \quad (3.11)$$

The distribution of C_{ind} (figure 3.2) shows that around one third of the catalog is associated with a complexity index above 2 (i.e. twice as more “complex” than an isosceles triangle). The STF's belonging to this subset have either two or more well-separated subevents (figure 3.1 c), and/or a rough character (figure 3.6).

3.3 Global observations

3.3.1 Depth and Focal mechanism dependencies

The source parameters F_m^s , $\frac{E_R}{M_0}$ and C_{ind} for the whole dataset are shown as a function of depth in figure 3.7. For both F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$, the dominant feature is their increase at depths deeper than $z \simeq 40 \text{ km}$, both for normal and reverse mechanisms (Figure 3.7 (a)-(b)). This can be explained by the effect of the medium rigidity, which directly impacts $\Delta\sigma$ and influences the rupture velocities V_r . At crustal depths and along the subduction interface, the rigidity is expected to be largely context-dependent, which may explain that this property does not have a clear signature on the average source parameters. On the contrary, the rigidity in the slabs and in the upper mantle is significantly larger and leads to the F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ increase.

The depth evolution for thrust and normal mechanisms shows that the focal mechanism type does not have a large imprint on the source parameters. However, at shallow depths ($z \simeq 10 - 20 \text{ km}$), where normal earthquakes are the most abundant, their impulsivity and scaled energy are larger than the one of thrust earthquakes. This small difference (also visible in the global table 3.1) has been found in several other studies. For instance, the product $\Delta\sigma V_r^3$ from either moment scaled duration estimates (Houston [2001]), or corner frequency estimates (Allmann and Shearer [2009]) is found slightly lower for reverse faulting earthquakes than for normal faulting earthquakes. Analyses of the scaled energy (e.g. Pérez-Campos and Beroza [2001], Convers and Newman [2011]) report a similar difference. Rather than an intrinsic difference between normal and thrust earthquakes, we underline in the next sections that this can be understood by the fact that subduction interface earthquakes (which are by definition thrust earthquakes) are less impulsive than all the other types of earthquakes.

Complexity index reveals that, independently of the focal mechanisms, earthquakes become simpler with increasing depths (Figure 3.7 (c)). We obtain a similar pattern as the one found by Bilek et al. [2004], based only on shallow thrust earthquakes in subduction zones.

3.3.2 Weaker behavior of subduction *interface* earthquakes

In figures 3.7 (d)-(f), the same source parameters are represented with respect to the four tectonic environments defined in section 3.2.1. Over the whole range of depths, the *interface* group includes on average weaker ruptures both in impulsivity and scaled energy compared to the three other contexts. On the contrary, earthquakes belonging to the *oceanic* group are the most impulsive and energetic in their depths range, i.e. between surface and 25 km depth. Different features are observed for the complexity index. Its decrease with depth is observed similarly for *interface* and *intraslab* earthquakes, while its values are lower and more stable with depth for *oceanic* and *continental*

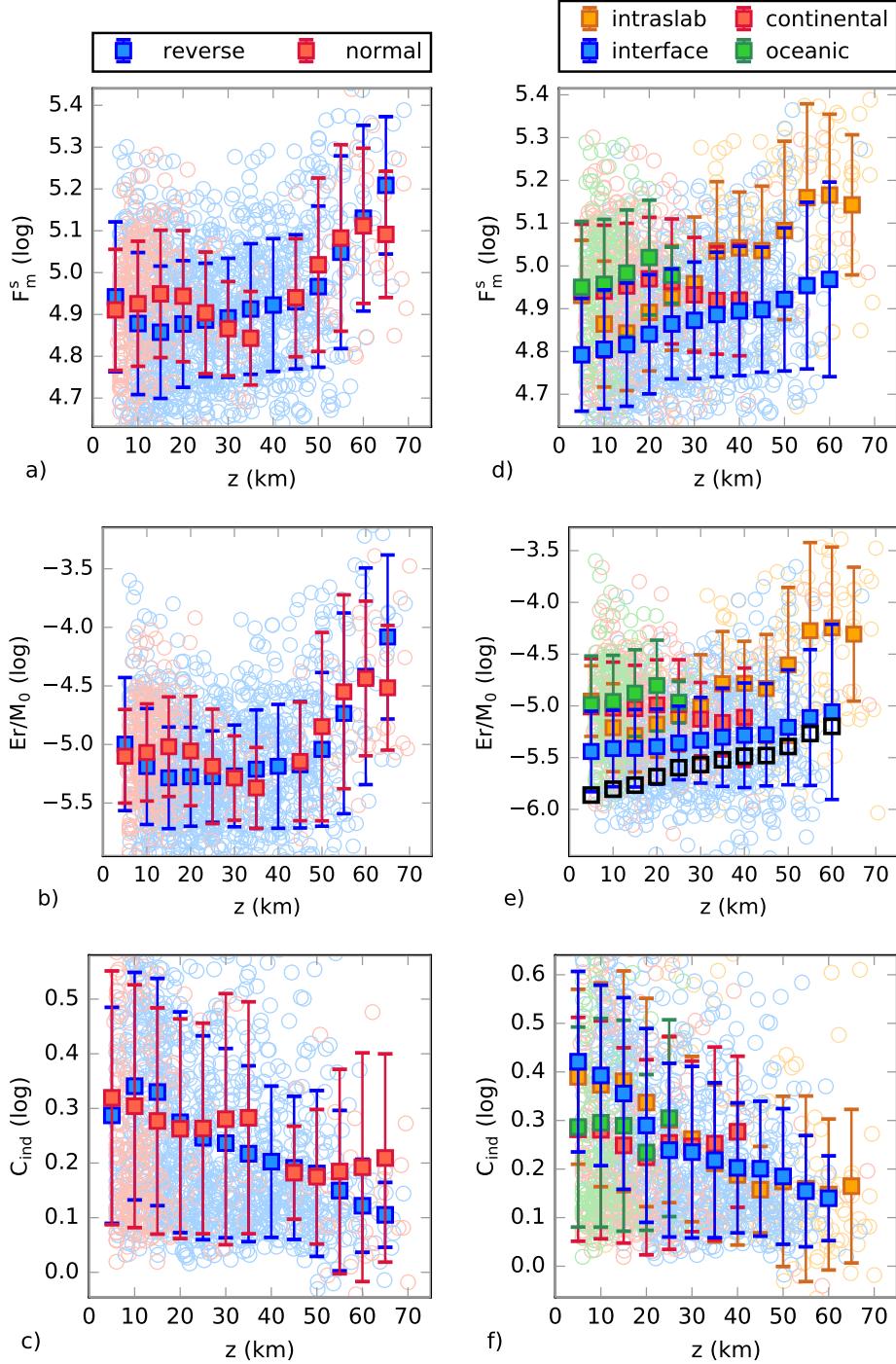


FIGURE 3.7 – Depth dependence of the source parameters and influence of the earthquake type. F_m^s ((a), (d)), $\frac{E_R}{M_0}$ ((b), (e)) and C_{ind} ((c), (f)) are shown as a function of depth for the whole dataset, with the following additional separations : in (a), (b), and (c), earthquakes are separated between normal and thrust faulting mechanisms ; in (d), (e), and (f), earthquakes are shown as a function of their tectonic environment. *Interface* earthquakes are characterized by a lower F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$, compared to the *intraslab*, *continental crust* and *oceanic crust* earthquakes. Logarithmic averages over depth intervals and their corresponding standard deviations are computed for each considered category, and represented by the squares. The black squares show the average values of $\frac{E_R^{tr_i}}{M_0}$ for the *interface* group, which are the values expected from F_m^s , and without complexity of the STF. : without complexity and as a function of F_m^s , radiated scaled energy should increase from surface. Note that we focus here on the average trends, and extreme values of source parameters may fall out of the plot limits ; extreme values are analyzed later on in the text.

earthquakes. From these observations, it appears that the tectonic environment has a stronger impact than the type of focal mechanism. This also explains why the simple classification in normal and reverse groups (figure 3.7, (a) and (b)), which hides the diversity of the tectonic environments, shows an irregular depth trend between 5 and 40 km. Taken independently, the *interface* group shows a continuous increase of F_m^s with depth, while $\frac{E_R}{M_0}$ values are more stable before increasing below $\simeq 45 \text{ km}$. This difference is underlined by the different depth trends observed between $\frac{E_R}{M_0}$ and $\frac{E_R^{tri}}{M_0}$ (figure 3.7 (e)), $\frac{E_R^{tri}}{M_0}$ varying as F_m^s .

Consistent observations have been previously reported, based on other dataset analyses. F_m^s increase with depth is consistent with the decrease of moment scaled durations with depth in subduction zones observed by Bilek and Lay [1999]. Their observation of a sharp decrease between 5 km and 20 km is interpreted as the effect of low rigidity materials in the shallow part of seismogenic zone. Compared to their observation, F_m^s variation in this depth range seems however weaker. This likely results from the intrinsic difference between peak and duration : at shallow depth, *interface* earthquakes are in general complex, which results in long durations, but does not necessarily affect the peak. This shallow complexity of *interface* earthquakes is also expected to increase $\frac{E_R}{M_0}$ values in spite of the weak F_m^s values. As pointed out by Bilek et al. [2004], this complexity compensates the long moment scaled durations (and similarly the low impulsivity) and explains why $\frac{E_R}{M_0}$ values do not increase between surface and 45 km, while F_m^s and $\frac{E_R^{tri}}{M_0}$ do.

In one of the first global analyses of radiated energy, Choy and Boatwright [1995] observe that thrust earthquakes in subduction zones were associated with the lowest values of apparent stress. Based on STFs properties, Houston [2001] reported lower moment scaled durations for interplate thrust earthquakes than for intraplate thrust events. Allmann and Shearer [2009] also found lower stress drop values (from corner frequency estimates) for events in subduction zones compared to the other contexts. If we follow the assumption of a constant strain drop, as proposed by Vallée [2013], the small F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ of *interface* earthquakes could be only due to the expected low rigidity in the hydrated region surrounding the interface. Other specific subduction properties could also explain this rupture *weakness* (*weakness* in the sense of weak radiations and low impulsivity of earthquakes). Fluids interaction with faults may weaken the frictional contact, as suggested by Houston [2001], which reduces the total available energy when the earthquake occurs. This rupture weakness can also originate from the maturity of subduction zones. Subduction plate boundaries are large and well developed fault zones, having hosted a large number of earthquakes; as a consequence they can be considered as mature faults, contrary to young and/or slow fault systems where earthquakes are comparatively rare. This fault maturity leading to a smoothed surface, and hence a weaker fault zone in terms of strength, can lead to lower stress drop

and apparent stress (e.g. [Houston \[2001\]](#), [Choy and Kirby \[2004\]](#)). It is also observed from geological observations of continental fault systems that earthquakes on mature faults tend to break several fault segments, resulting in lower stress drops than for immature fault zones ([Manighetti et al. \[2007\]](#)). In the context of subduction zones, maturity could similarly facilitate rupture propagation over a wide surface, resulting in low stress drop. We see here that the clear weaker signal observed in subduction *interface* earthquakes can arise from several causes : fault maturity, fluid interaction with rocks, and low rigidity materials around the source.

3.4 Differences among the subduction zones and relations with subduction zone properties

3.4.1 Inter-region variability of subduction interface earthquakes

Subduction thrust *interface* ruptures are generally *weaker*, hence their source parameters variability is reduced compared to the variability found for the total dataset (which has been described in [Couboulex et al. \[2016\]](#) for the impulsivity). However, the variability remains high, and includes impulsivity varying from $10^{4.3}$ to $10^{5.47}$. Converted into stress drop variations (basically, the cube of F_m^s), it corresponds to 3 orders of magnitude difference. This variability is likely influenced by the diversity of subduction zones. Subduction zones differ for example in their convergence rate and in the age of the subducting seafloor, which control the loading rate and the slab buoyancy, respectively. Another important property of fault zones is the seismic coupling, which describes which part of the convergence is released seismically rather than aseismically. The coupling in subduction zones is variable among subductions, but also within a given subduction segment, along-strike and along-dip of the plate boundary. We here explore possible relationships between these subduction properties and *interface* earthquakes properties. The global map of *interface* earthquakes impulsivity is represented in figure 3.8.

Interface earthquakes are mostly located in the Circum-Pacific and Indian Ocean megathrusts. Additionally, 7 earthquakes are located in the Hellenic subduction zone (Mediterranean Basin) and 8 earthquakes in the Sandwich subduction zone (South Atlantic). In total, 18 subduction zones segments are considered (figure 3.8). Figures 3.9 and 3.10 provide for each segment F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ as a function of depth, together with the global parameter distribution for the *interface* group. Earthquakes lying in the first and last deciles of the F_m^s or $\frac{E_R}{M_0}$ distributions are considered as weak and impulsive ruptures, respectively. Figure 3.11 shows earthquakes impulsivity and depth for all zones, which highlights along-strike variations. Our dataset reveals persistent

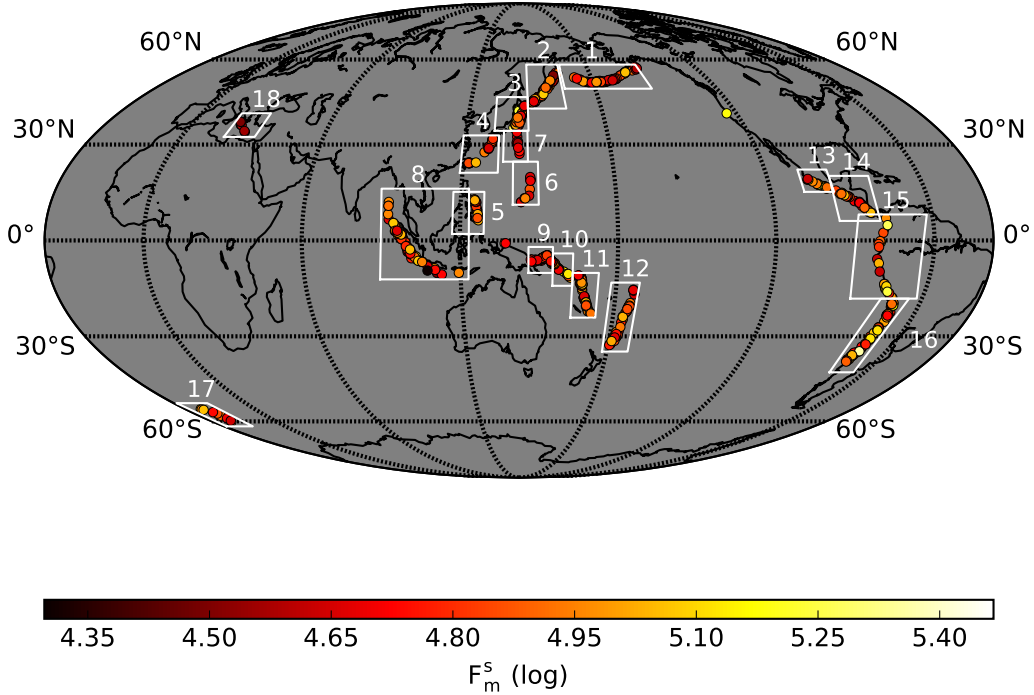


FIGURE 3.8 – World map of *interface* earthquakes impulsivity F_m^s . The 18 subduction segments considered here are delimited by the white boxes. 1 : Aleutians Islands, 2 : Kuril Islands, 3 : Japan, 4 : Ryukyu Islands, 5 : Philippines, 6 : Mariana Islands, 7 : Izu-Bonin Islands, 8 : Indonesia, 9 : New Britain, 10 : Solomon Islands, 11 : Vanuatu, 12 : Tonga-Kermadec, 13 : Mexico, 14 : Central America, 15 : Colombia-Peru, 16 : Chile, 17 : Sandwich Islands, 18 : Greece.

geographical differences in the impulsivity character of the earthquakes, and we next describe in detail *impulsive* and *weak* subduction zones. In the last part of this section, we also discuss sharp along-strike or along-dip variations observed in some subduction segments. In order to search for a relation between our observations and subduction zone properties, convergence rate, age of the subducting seafloor, and when available, the level of coupling of the interface are provided for each region of interest. Oceanic seafloor ages come from Müller et al. [2008], and convergence rates come from NNR-MORVEL reference model (Argus et al. [2011]). We, accordingly, consider the plates system defined in the NNR-MORVEL reference model.

3.4.1.1 Weak subduction zones

In four subduction segments, interface earthquakes are weaker than those globally observed in subduction zones. These are the Izu-Bonin and Mariana subduction zones, the New Britain Trench, and the Hellenic subduction zone (see map in figure 3.8). Most of the earthquakes occurring in these zones are below the average values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ (figures 3.9 and 3.10).

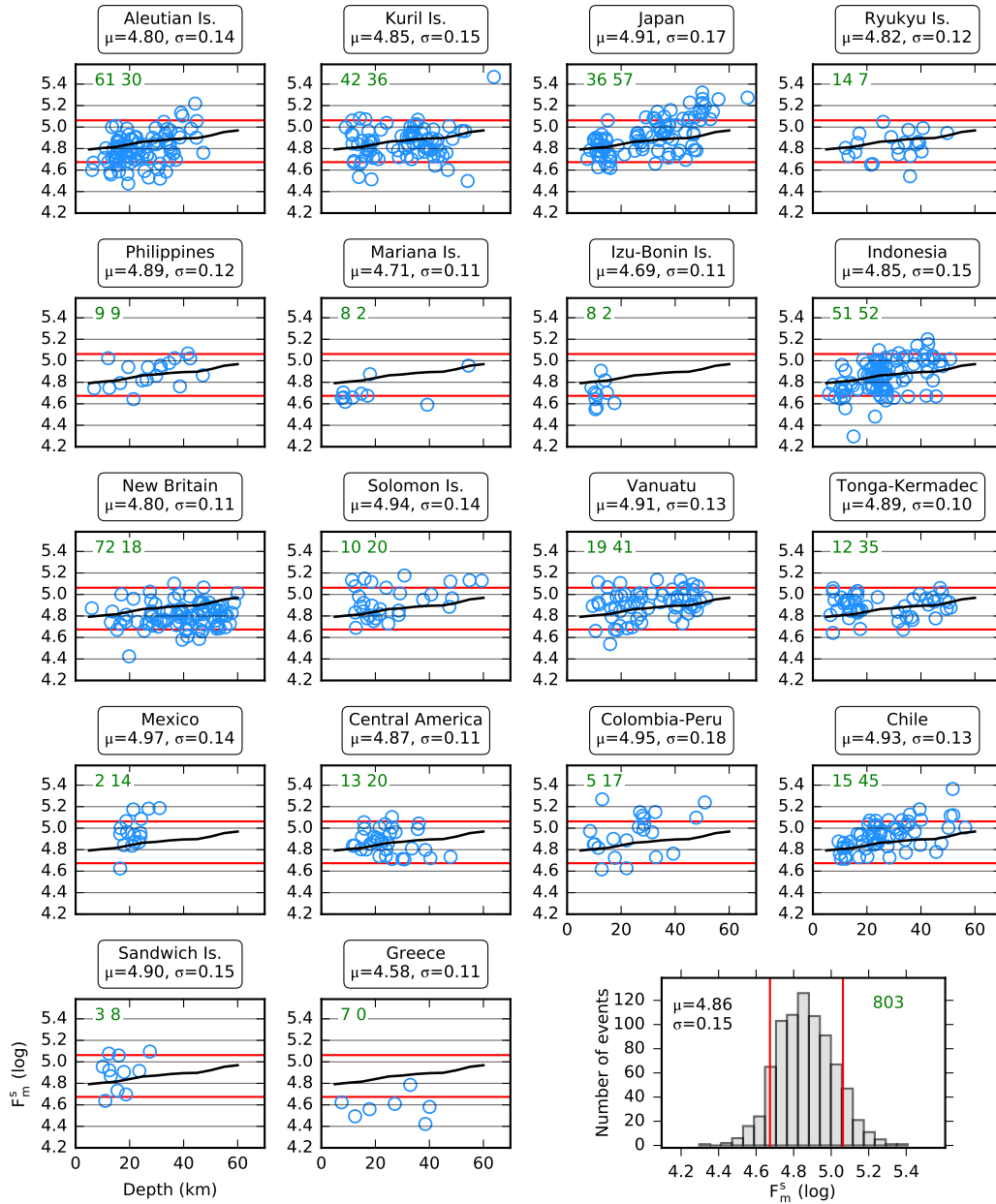


FIGURE 3.9 – Impulsivity F_m^s versus earthquake depth for the *interface* earthquakes in each subduction segment (as defined in figure 3.8). The black curve in each subplot represents the depth varying average (logarithmic) for the *interface* group. At the lower right corner of the figure, the F_m^s distribution of the 803 *interface* earthquakes is shown. The two vertical red lines stand for the first and last deciles of this distribution. F_m^s logarithmic average (μ) and standard deviation (σ) for each segment are reported in each subplot. The first and last deciles are reported on each subplot (red lines). In the upper left corner of each subplot, the number of earthquakes below and above the global average F_m^s (black curve) are indicated in green.

Izu-Bonin and Mariana arcs These two contiguous segments have a northern limit located at the triple junction between the Pacific, Philippine Sea and North-American plates, and terminate to the South at the southern tip of the Mariana arc. In the Izu-Bonin and Mariana segments, the Pacific plate subducts below the Philippine plate with a low rate of convergence ($4.8 \pm 1.6 \text{ mm.y}^{-1}$ and $5.9 \pm 7.6 \text{ mm.y}^{-1}$, respectively),

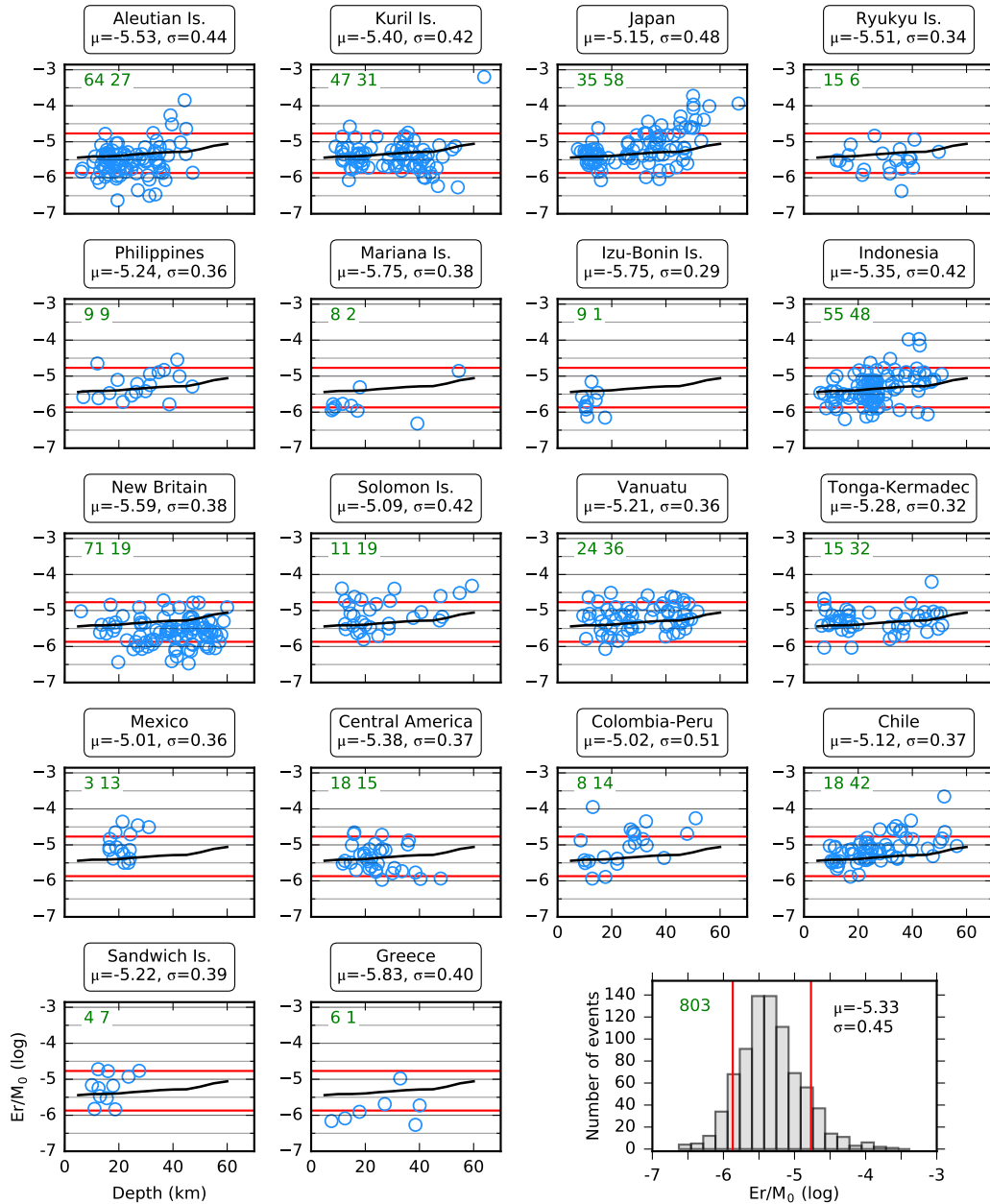


FIGURE 3.10 – Same as figure 3.9 but for the scaled radiated energy $\frac{E_R}{M_0}$.

associated with a low level of seismic activity concentrated in a shallow depth range ($z \leq 30 \text{ km}$ in our catalog). The age of the subducting Pacific plate gradually decreases from 152 My to the south to 133 My to the north. No large historical earthquakes are known and this zone is thought to be almost uncoupled (Scholz and Campos [1995]), except at its southern limit, where the M_w 7.8 Guam earthquake occurred in 1993 (Campos et al. [1996]). In this region, despite the small number of earthquakes in our dataset (20), we observe a clear dominance of earthquakes with low F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$. 17 earthquakes over 20 lie below depth varying averages of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ (figures 3.9 and 3.10). The Guam earthquake is one of the three earthquakes which are above the average values ($\log(F_m^s) = 4.96$, $\log(\frac{E_R}{M_0}) = -4.86$). These two segments appear to produce weak and also rather simple ruptures, as suggested by the very low values of $\frac{E_R}{M_0}$ (figure

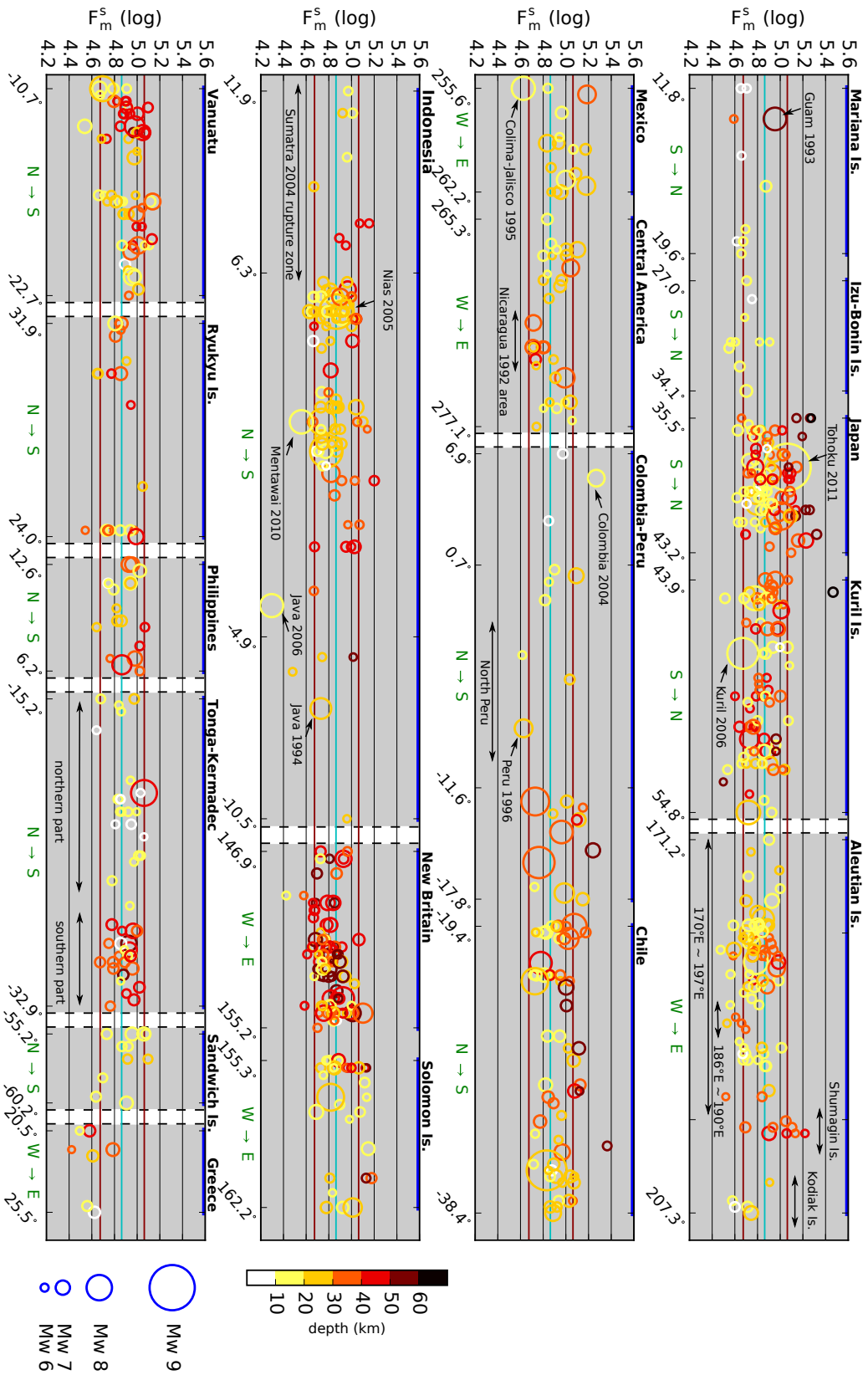


FIGURE 3.11 – Along-strike variations of *interface* earthquakes impulsivity in the 18 subduction segments. Earthquake location is projected on the trench axis, and earthquake depth is indicated by the color-scale. The moment magnitude is represented by the size of the circle. Along the x-axis, latitude or longitude are provided as additional geographic information. Below each segment, the approximate orientation of the projection (e.g. “N→S”) is reported in green. Zones separated by white vertical stripes are discontinuous (e.g. Sandwich Islands and Greece), while the other segments are spatially close to each other. Peculiar earthquakes and zones discussed in the text are indicated in the figure.

3.10). In agreement with our observations, the STFs of interface earthquakes analyzed by [El Hariri et al. \[2013\]](#) in this area have relatively long moment scaled durations.

New Britain Trench In this segment, the Solomon Sea plate subducts below the South Bismarck Sea plate. Together with the Solomon Islands segment, this subduction zone is part of an extremely complex and active tectonic system. In the eastern part of the segment, the young Woodlark Basin (5 My) enters into the subduction below the Solomon Islands ([Yoneshima et al. \[2005\]](#)). This bathymetric contrast is associated in our observations with a gradual increase of F_m^s from the New Britain Trench segment to the Solomon Islands segment (figure 3.11). 72 earthquakes (over 90) correspond to ruptures with impulsivity and scaled energy below the depth varying averages (figures 3.9 and 3.10). Based on teleseismic source spectra analysis, [Denolle and Shearer \[2016\]](#) also report low values of stress drop and radiated energy in this subduction zone, with a similar increase when approaching the Solomon Islands. $\frac{E_R}{M_0}$ values are lower than expected by F_m^s values, which indicates that ruptures have simple time history ($C_{ind} \leq 2$ for 68 earthquakes over 90). Unlike other subduction segments, the seismogenic zone is deep (most depths are below 30 km) and plunges with a steep angle (earthquakes dip angle δ is found close to $\delta \simeq 40^\circ$). The strongly bent trench and the very young subducting seafloor (the oceanic crust is younger than $\simeq 28$ My, [Honza et al. \[1987\]](#)) also contribute to the unique character of this subduction. The accurate convergence rate of the Solomon Sea plate relative to the South Bismarck Sea plate is poorly known but must be faster than 70 mm.y^{-1} ([Tregoning and Gorbatov \[2004\]](#)). Among the 18 segments analyzed here, this is the only one that hosts both a very dense and weak seismicity.

Greece The Hellenic plate boundary results from the subduction of the old Nubian plate (subducting Mediterranean Basin age is 254 ± 10 My) below the Aegean Sea at a rate of $\simeq 35 \text{ mm.y}^{-1}$ ([Reilinger et al. \[2006\]](#)). It only hosts seven earthquakes in our dataset, but all lie below the average impulsivity values (figure 3.9); and six of them have an impulsivity in the lowest 10 percents of the F_m^s distribution. In terms of scaled energy, $\frac{E_R}{M_0}$ values are low but higher than expected from F_m^s estimates (figure 3.10), which indicates a high complexity level ($C_{ind} \geq 5$ for 6 of them). In the Hellenic subduction zone, the geodetic studies ([Shaw and Jackson \[2010\]](#), [Vernant et al. \[2014\]](#)) image a low coupled interface.

3.4.1.2 Impulsive subduction zones

Four subduction segments belong to this group : the Mexico, Chile, Solomon islands and Vanuatu segments (map in figure 3.8).

Mexico subduction zone This segment involves the subduction of the Cocos plate beneath the North America plate, except at the northern edge where the small Riveras plate subducts beneath the North America plate. Its southern limit corresponds to the subduction of the Tehuantepec ridge, at $264^\circ E$. In this segment, the convergence rate is of $65 \pm 4 \text{ mm.y}^{-1}$, and the plunging oceanic crust is younger than 20 My (Couch and Woodcock [1981]). Plate interface is locked, according to Franco et al. [2005] and Correa-Mora et al. [2008] geodetic studies. *Interface* ruptures in this zone are for most of them (13 over 16) above the average impulsivity and scaled energy values (figures 3.9 and 3.10). At the north-western edge of the segment, the 1995 M_w 7.8 Colima-Jalisco earthquake is an exception with an impulsivity below the first decile (figures 3.9 and 3.11). However, its scaled energy is close to the average values (figure 3.10), which results from its complex time history ($C_{ind} = 12.2$), distributed in three sub-events (consistent with the study of Couboulex et al. [1997])s. Each sub-event reaches a moment rate peak of $\simeq 1.5 \cdot 10^{19} \text{ N.m/s}$. As a consequence, for each sub-event, the actual impulsivity is $F_m^s \times 3 = 4.2 \cdot 10^4 \times 3 \simeq 10^{5.1}$, which makes each individual subevent close to the average values. The Jalisco earthquake is an illustration of the interest of combining F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ measurements in order to discriminate between weak and complex ruptures.

Chile segment The Chilean segment, where Nazca plate subducts below South America, hosts ruptures with high F_m^s (44 earthquakes over 60 above average) and $\frac{E_R}{M_0}$ (41 earthquakes over 60 above average), as reported in figures 3.9 and 3.10. An increase with depth for both source parameters is observed below $\simeq 30 \text{ km}$, and appears sharper than the global trend (figure 3.9). From geodetic data, Metois et al. [2012] observed that the Chilean margin is almost fully coupled. In this segment of subduction, the plate convergence is $70 \pm 6 \text{ mm.y}^{-1}$, and the oceanic seafloor age is $43 \pm 8 \text{ My}$. Due to the global behavior of the Chile, Mexico and Colombia-Peru segments, the eastern Pacific subduction zones host more impulsive earthquakes than the western Pacific subduction zones. This feature is consistent with the observations of Denolle and Shearer [2016], who reported higher values of stress drop and radiated energy in the eastern Pacific relative to the western Pacific.

Solomon Islands The Solomon Island segment is the southeastward continuation of the New Britain Trench. It results from the subduction of the Woodlark Basin microplate and the Australian plate beneath the Pacific plate, at a rapid rate of $\simeq 100 \text{ mm.y}^{-1}$. The Woodlark basin is a very young structure of $\simeq 5 \text{ My}$ (Yoneshima et al. [2005]). This zone hosts a shallow seismicity, with impulsive ruptures, as almost one third of them are within the highest 10% of the F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ distributions. This contrasts with the group of uniformly weak earthquakes in the nearby New Britain Trench segment (figure 3.11). This change in rupture properties is spatially associated

with a subducting topographic structure, the ridge of the Woodlark basin.

Vanuatu subduction zone The Vanuatu segment is located along the south-eastern continuation of the Solomon Islands segment, and corresponds to the New Hebrides Trench. It involves the subduction of the Australian plate beneath the Pacific plate and the New Hebrides microplate. The convergence rate increases from 90 mm.y^{-1} to the north to 128 mm.y^{-1} to the south, and the age of the subducting oceanic crust is $34 \pm 6 \text{ My}$. *Interface* earthquakes recorded in this zone have for two thirds of them values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ above the average (figures 3.9 and 3.10). However, at the northern edge of the segment, where the trench is curved, a cluster of lower impulsivity earthquakes is identified (figure 3.11). Using geodetic measurements, Power et al. [2012] find a high coupling level between $-16^\circ S$ and $-18^\circ S$ latitude. Around this area, intermediate values of coupling are found at shallow depth.

3.4.1.3 Intermediate zones, including strong along-strike or along-dip variations

In ten subduction segments, intermediate average values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are found, with large along-strike variations for some of them. We describe here the seven segments where specific along-strike or along-dip variations occur.

Aleutian Islands The Aleutian segment involves the subduction of the Pacific plate beneath the North America plate, at a convergence rate of $71 \pm 4 \text{ mm.y}^{-1}$, slightly increasing and becoming oblique in the western part. The age of the Pacific plate is about 50 to 60 My in this segment, increasing from east to west. The *interface* earthquakes in this segment exhibit in average low values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$, but also large along-strike variations. In the area between $170^\circ E$ and $197^\circ E$, covering the 1965 M_w 8.7 and the 1957 M_w 8.6 ruptures, earthquakes source parameters appear very scattered (figure 3.11). Within this area (between $186^\circ E$ and $190^\circ E$), earthquakes are homogeneously very weak. East of $197^\circ E$, in the Shumagin island area (between $198^\circ E \sim 200^\circ E$), only deep ($z \simeq 40 \text{ km}$) and impulsive earthquakes have been identified (figure 3.11). At the eastern edge of Aleutian arc, off Kodiak island, low values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are observed at shallow depth ($z \leq 30 \text{ km}$, figure 3.11). Off Kodiak island, the interface is highly coupled (Zweck et al. [2001]). The central part of the Aleutian arc is also coupled, owing to the large ruptures that occurred in this area.

Japan The Japan subduction zone is here the small subduction segment where the Pacific plate subducts beneath Honshu and Hokkaido Islands. It hosts one tenth of all the *interface* earthquakes in our dataset. The age of the Pacific plate is $131 \pm 1 \text{ My}$ and the convergence rate is $92 \pm 1 \text{ mm.y}^{-1}$. The earthquakes depth ranges from 5 km to $\simeq 60 \text{ km}$ depth. We observe in this subduction segment a positive trend of F_m^s and

$\frac{E_R}{M_0}$ values with depth, starting from 30 km, which is stronger than the general depth increase. The clear increase of the product $\Delta\sigma V_r^3$ with depth has also been observed from regional (e.g. Uchide et al. [2014]) and global studies (e.g. Denolle and Shearer [2016]). The 2011 M_w 9.1 Tohoku earthquake is here characterized by a large impulsivity (figure 3.11), which is consistent with the compact and large slip observed from detailed source studies (e.g. Ide et al. [2011], Lay and Kanamori [2011]). Geodetic measurements from Hashimoto et al. [2009] and Suwa et al. [2006] indicate a locked interface over the whole region.

Indonesia The Indonesia segment involves the subduction of the Indo-Australian plate below the Eurasia plate. As mentioned earlier, the 2004 Sumatra-Andaman earthquake is not included in the SCARDEC catalog, because of its abnormally long duration. Along this subduction segment, the convergence rate decreases from $\simeq 73 \text{ mm.y}^{-1}$ to the east (Java Trench) to $\simeq 23 \text{ mm.y}^{-1}$ to the north (Andaman islands), where convergence becomes highly oblique. The age of the subducting Indo-Australian plate varies along the boundary, with intermediate values ($\simeq 50 \text{ My}$) in front of the Sumatra island, and older values both north of Sumatra ($\simeq 75 \text{ My}$) and in the Java Trench, where it reaches $\simeq 140 \text{ My}$. The earthquakes in this wide zone fall in the average values, but with a large variability. Within 2004 Sumatra-Andaman rupture area where few earthquakes are observed, all but one exhibit a rather impulsive STF (figure 3.11). Within the area of 2005 M_w 8.6 Nias-Simeulue earthquake rupture ($3^\circ N - 1^\circ S$ latitude), the dense seismicity is scattered, with adjacent low and high impulsivity earthquakes (figure 3.11). Further south, the shallow 2010 M_w 7.8 Mentawai earthquake occurred near the trench, and caused a large tsunami (Hill et al. [2012]). Consistently, this earthquake is part of the weakest earthquakes of our dataset (figure 3.11). Besides this tsunami earthquake, this area hosts a dense seismicity with variable values of source parameters. From geodetic observations, the area is found to be strongly coupled (Philibosian et al. [2014]). South of Mentawai, in the area of Enggano island, seismicity is sparser but also more impulsive. The last sub-area of the Indonesia subduction segment is the Java trench, where interplate is thought to be poorly coupled (Scholz and Campos [2012]) and has hosted two tsunami earthquakes in the past decades, in 1994 and 2006. From our dataset, the 2006 M_w 7.8 Java tsunami earthquake (Ammon et al. [2006]) has an impulsivity far below all other *interface* earthquakes, explained by its very long duration (150 s), and a rather high complexity index (10.6) related to a strong STF roughness. The 1994 M_w 7.6 Java tsunami earthquake (Abercrombie et al. [2001]), on the contrary, does not exhibit a very low value of F_m^s . Nevertheless, its complexity index is low (1.4), indicating a smooth rupture, and low radiation relative to its impulsivity. Two different features associated with a tsunamigenic behavior are provided here : a very low impulsivity, or, alternatively, a very smooth STF, both features inducing low $\frac{E_R}{M_0}$ ruptures. In total, 5 earthquakes over 7 are below the average of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ (figures

3.9 and 3.11) in the Java trench.

Tonga-Kermadec Within the Tonga-Kermadec subduction, two parts can be distinguished. The part south of the Louisville Seamount chain ($-26^{\circ}S$ latitude) hosts a seismicity concentrated between 30 and 50 km depth, with intermediate values of F_m^s . The part north of Louisville Seamount chain, hosts a shallow seismicity ($z \leq 20 km$), slightly more impulsive than the southern seismicity (figure 3.11). Although shallower, this seismicity appears more energetic, which is in opposition with the global depth trend. The convergence of the Pacific plate beneath the Australian plate in this zone increases strongly towards the north, ranging from $80 mm.y^{-1}$ to $120 mm.y^{-1}$ in the southern part, and from $120 mm.y^{-1}$ to $260 mm.y^{-1}$ in the northern part, where the trench is bent. Subducting Pacific plate age is $98 \pm 6 My$. Power et al. [2012] observed that south of the Louisville Seamount chain, coupling strongly decreases from north to south.

Central America The Central America segment corresponds to the subduction of the Cocos plate below the North America and Caribbean plates. It starts south of the Tehuantepec ridge and ends south of Costa-Rica. The relative plate motion of Cocos plate beneath North America and Caribbean plates is $70 \pm 7 mm.y^{-1}$, and subducting oceanic crust age is $20 \pm 6 My$. For most earthquakes in this segment, values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are strong, except in front of Nicaragua (figure 3.11), where the shallow M_w 7.7 Nicaragua 1992 tsunami earthquake occurred (Ihmlé [1996], not included in our catalog because of a too poor station coverage). In this area where only intermediate depth ($z \simeq 35 km$, figure 3.11) earthquakes are found, low values of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are observed. Consistently, in the area of the 1992 rupture, Bilek et al. [2016] report low stress drop, and Convers and Newman [2011] report low radiated scaled energy. The seismogenic zone off Nicaragua is, in contrast to the whole Central America segment, almost fully decoupled, as observed with GPS by Correa-Mora et al. [2009]. This sharp lateral contrast explains the apparent decrease of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ with depth (figures 3.9 and 3.10).

Colombia-Peru segment The Colombia-Peru segment involves the subduction of the Nazca plate below Colombia, Ecuador, and Peru (South America plate). The convergence rate is $61 \pm 7.9 mm.y^{-1}$ and the seafloor age is $38.8 \pm 11.9 My$. It generally hosts earthquakes with F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ values above the average for both source parameters : this is the case for 16 and 14 over 22 earthquakes for F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$, respectively (figures 3.9 and 3.10). At the northern edge of the Colombia-Peru segment, the 2004/11/15 M_w 7.3 earthquake is even one of the most impulsive earthquakes of the *interface* global dataset (figure 3.11). However, the central part of this segment (in North Peru, between $3^{\circ}S$ and $11^{\circ}S$), figure 3.11) contrasts with this general trend. Two

earthquakes there have very low F_m^s : a M_w 5.9 earthquake (2009/03/26, $z = 14$ km) and the 1996 tsunamigenic Peru earthquake (M_w 7.5, [Ihmlé et al. \[1998\]](#)). This central part is known to be a poorly coupled area while the surrounding segments to the north and to the south are locked ([Nocquet et al. \[2014\]](#)).

3.4.2 Comparison with plate convergence properties : age and rate

The subduction segments described above are characterized by different convergence rates and seafloor ages. In the Middle and South America subduction zones, impulsive and energetic earthquakes are generally observed (even though local low values are also found in North Peru and Nicaragua). The convergence rate in those zones can be considered as intermediate (around $\simeq 60 - 70$ mm.y⁻¹) relative to other subduction zones. Within the weak subduction segments, Izu-Bonin, Mariana, and Greece have low rates of convergence. But zones where intermediate ruptures have been observed, such as Japan, or especially North Tonga, have higher rates of convergence than the Middle and South America subduction zones. Additionally, in the weak New Britain Trench, the convergence rate must be higher than 70 mm.y⁻¹. Hence, neither positive or negative correlation is suggested by our observations between impulsivity, scaled energy and the convergence rate.

The age of the subducting oceanic crust varies between a few millions years and several hundreds of millions years. The old cold slabs are associated with higher rock density, decreasing the buoyant force of the slab over the interface, and hence the normal stress over the interface. The eastern Pacific margin is younger than the western margin, and hosts impulsive subduction zones (Mexico, Colombia-Peru, Chile). The Solomon Islands and the Vanuatu subductions are also subductions involving young oceanic plates. Thus, young slabs appear to favor ruptures with strong impulsivity and radiated energy. One exception is the weak character of the New Britain Trench associated with a young (≤ 28 My) subducting seafloor. Old subducting slabs (e.g. Japan) are also not systematically associated with weaker ruptures. The age of the seafloor is a large scale feature of subduction zones, and cannot be responsible for local along-strike variations of rupture properties. Although this large scale property is likely impacting the rupture properties as suggested here, it is definitely not the unique factor.

3.4.3 Comparison with interface convergence properties : coupling

In section 3.4.1 we reported, when available, the coupling level of the subduction segments. In the large regional segments of Izu-Bonin and Mariana arcs, where F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ are overall low, interface is found decoupled, except in the southern edge of

the Mariana trench, where a large megathrust earthquake did occur (section 3.4.1.1). In the weak Hellenic subduction zone, a low coupling is also observed over the interface. The weak New Britain Trench would be another interesting case study, but no reliable coupling information exists in this area, in particular due to the poor constraint on the convergence rate. Locally, low level of impulsivity often coincides with poorly coupled areas. In front of Nicaragua, we could identify weak ruptures around $\simeq 30 km$ depth in an uncoupled area, where a tsunami earthquake occurred in the shallowest part. In the poorly coupled Java and North Peru trenches, few interface earthquakes are found, but they are overall weak (including the 2006 Java tsunami earthquake, with the lowest F_m^s of our dataset, figure 3.11). These observations suggest a relation between low coupling and low earthquake impulsivity.

The Indonesia subduction zone hosts several weak ruptures which are, however, located in coupled areas. The clearest case is the weak and tsunamigenic 2010 M_w 7.8 Mentawai earthquake. But in the Indonesia segment, the interface hosts both impulsive and weak ruptures, and thus cannot be considered as a *weak* zone. A more puzzling counterexample of the apparent correlation between coupling and impulsivity is found in the Aleutian segment, near the Kodiak island. The coupling there is found locally high, but shallow and intermediate ($z \leq 40 km$) earthquakes are characterized by a low impulsivity.

Among the impulsive subduction zones, Mexico, Chile, and also the Central America and Colombia-Peru segments (except North Peru and Nicaragua local areas) are found highly coupled, which again supports the idea of a positive correlation between coupling and earthquakes impulsivity. Other zones of high coupling can produce earthquakes with intermediate impulsivity (rather than high), such as the Japan subduction. However, compared to the eastern Pacific subductions, the subducting oceanic crust is much older which, as proposed in section 3.4.2, may have a large scale effect favoring weaker ruptures.

3.5 Conclusion

In this study, we used source time functions from the SCARDEC database in order to characterize the properties of dip-slip earthquakes, and in particular the properties of subduction interface earthquakes. The measurement of the STF impulsivity, which is the moment scaled peak of the STF, provides a parameter that quantifies the relative variations of the product $\Delta\sigma V r^3$; when compared to radiated energy, it also provides information on the complexity of the rupture. At the global scale and for shallow depth earthquakes ($\leq 70 km$), the major factor controlling the impulsivity and radiated scaled energy values is the tectonic environment, rather than the earthquakes focal mechanism. Thrust interface earthquakes in subduction zones are more likely to rupture with low impulsivity and scaled energy than earthquakes in other tectonic settings. This likely

results from the presence of hydrated sediments in the interface and/or the maturity of subduction plate boundaries.

Among the 803 subduction interface earthquakes of our catalog, strong variations persist. We find that some regions exhibit in average low (Izu-Bonin, Mariana, Greece, New Britain Trench) or high (Chile, Mexico, Vanuatu, Solomon Islands) values of impulsivity and scaled energy compared to the global average for interface earthquakes. The western Pacific subduction zones host weaker earthquakes than the eastern Pacific subduction zones, suggesting at a large scale a negative correlation between plate age and earthquakes impulsivity. The increase of F_m^s and $\frac{E_R}{M_0}$ at the Solomon Islands segment is spatially associated with the subduction of the Woodlark basin ridge. By increasing the normal stress over the interface, the subduction of this topographic structure may favor impulsive earthquakes. This is suggested by this single observation, but a more systematic examination of the effect of topographic structures on these earthquakes properties is needed to go any further. At both global and local scales, our observations further indicate a positive correlation between earthquakes impulsivity and interface coupling. Impulsive segments are generally associated with high degree of coupling, while weak ones are associated with low degree of coupling. We also find that local areas with low coupling (Nicaragua, North Peru, Java Trench) correlate with a reduced earthquake impulsivity. The complex behaviour of the Indonesia segment, which includes both impulsive and weak earthquakes, and of some specific areas (in particular Kodiak Island along the Aleutian segment) however indicate that coupling is not the unique factor controlling earthquake impulsivity.

Acknowledgements

We are grateful to the FDSN, for the public availability of the broadband seismograms of the global network, and to the IRIS Data Center and IGP data center for easy access to the data. This study has been supported by the IFMORE project (AO INSU ALEAS 2014).

3.6 Références

- Abercrombie, R. E. (1995). Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 M_L using seismograms recorded at 2.5-km depth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B12) :24015–24036. [48](#)
- Abercrombie, R. E., Antolik, M., Felzer, K., and Ekström, G. (2001). The 1994 Java tsunami earthquake : Slip over a subducting seamount. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B4) :6595–6607. [41](#), [62](#)

- Abercrombie, R. E. and Rice, J. R. (2005). Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening? *Geophysical Journal International*, 162(2) :406–424. [40](#)
- Aki, K. and Richards, P. G. (2002). *Quantitative seismology*. University Science Books. [43](#)
- Allmann, B. P. and Shearer, P. M. (2009). Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 114(B1). [40](#), [41](#), [51](#), [53](#)
- Ammon, C. J., Kanamori, H., Lay, T., and Velasco, A. A. (2006). The 17 July 2006 Java tsunami earthquake. *Geophysical Research Letters*, 33(24). [62](#)
- Argus, D. F., Gordon, R. G., and DeMets, C. (2011). Geologically current motion of 56 plates relative to the no-net-rotation reference frame. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12(11). [55](#)
- Bilek, S., Lay, T., and Ruff, L. (2004). Radiated seismic energy and earthquake source duration variations from teleseismic source time functions for shallow subduction zone thrust earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 109(B9). [40](#), [41](#), [45](#), [48](#), [49](#), [50](#), [51](#), [53](#)
- Bilek, S. L. and Lay, T. (1999). Rigidity variations with depth along interplate megathrust faults in subduction zones. *Nature*, 400(6743) :443–446. [41](#), [53](#)
- Bilek, S. L., Rotman, H. M., and Phillips, W. S. (2016). Low stress drop earthquakes in the rupture zone of the 1992 Nicaragua tsunami earthquake. *Geophysical Research Letters*, 43(19). [63](#)
- Brune, J. N. (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 75(26) :4997–5009. [40](#), [49](#)
- Campos, J., Madariaga, R., and Scholz, C. (1996). Faulting process of the August 8, 1993, Guam earthquake : A thrust event in an otherwise weakly coupled subduction zone. *Journal of geophysical research*, 101(B8) :17581–17596. [57](#)
- Chounet, A., Vallée, M., Causse, M., and Courboux, F. (2017). Global catalog of earthquake rupture velocities shows anticorrelation between stress drop and rupture velocity. *Tectonophysics*. [48](#)
- Choy, G. L. and Boatwright, J. L. (1995). Global patterns of radiated seismic energy and apparent stress. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 100(B9) :18205–18228. [41](#), [48](#), [53](#)

- Choy, G. L. and Kirby, S. H. (2004). Apparent stress, fault maturity and seismic hazard for normal-fault earthquakes at subduction zones. *Geophysical Journal International*, 159(3) :991–1012. [41](#), [48](#), [54](#)
- Convers, J. and Newman, A. (2011). Global evaluation of large earthquake energy from 1997 through mid-2010. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116(B8). [41](#), [48](#), [49](#), [51](#), [63](#)
- Correa-Mora, F., DeMets, C., Alvarado, D., Turner, H., Mattioli, G., Hernandez, D., Pullinger, C., Rodriguez, M., and Tenorio, C. (2009). GPS-derived coupling estimates for the Central America subduction zone and volcanic arc faults : El Salvador, Honduras and Nicaragua. *Geophys. J. Int.*, 179 :1279–1291. [41](#), [63](#)
- Correa-Mora, F., DeMets, C., Cabral-Cano, E., Marquez-Azua, B., and Diaz-Molina, O. (2008). Interplate coupling and transient slip along the subduction interface beneath Oaxaca, Mexico. *Geophysical Journal International*, 175(1) :269–290. [60](#)
- Couch, R. and Woodcock, S. (1981). Gravity and structure of the continental margins of southwestern Mexico and northwestern Guatemala. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 86(B3) :1829–1840. [60](#)
- Courboux, F., Singh, S. K., Pacheco, J. F., and Ammon, C. J. (1997). The 1995 Colima-Jalisco, Mexico, earthquake (M_w 8) : A study of the rupture process. *Geophysical research letters*, 24(9) :1019–1022. [60](#)
- Courboux, F., Vallée, M., Causse, M., and Chounet, A. (2016). Stress-drop variability of shallow earthquakes extracted from a global database of source time functions. *Seismological Research Letters*. [38](#), [41](#), [47](#), [54](#)
- Denolle, M. A. and Shearer, P. M. (2016). New perspectives on self-similarity for shallow thrust earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 121(9) :6533–6565. [40](#), [59](#), [60](#), [62](#)
- Duputel, Z., Tsai, V. C., Rivera, L., and Kanamori, H. (2013). Using centroid time-delays to characterize source durations and identify earthquakes with unique characteristics. *Earth and Planetary Science Letters*, 374 :92–100. [41](#)
- Ekström, G., Nettles, M., and Dziewoński, A. (2012). The global CMT project 2004–2010 : centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 200 :1–9. [41](#), [44](#)
- El Hariri, M., Bilek, S. L., DeShon, H. R., Engdahl, E. R., and Bisrat, S. (2013). Along-strike variability of rupture duration in subduction zone earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(2) :646–664. [40](#), [59](#)

- Franco, S., Kostoglodov, V., Larson, K., Manea, V., Manea, M., and Santiago, J. (2005). Propagation of the 2001–2002 silent earthquake and interplate coupling in the Oaxaca subduction zone, Mexico. *Earth, planets and space*, 57(10) :973–985. [60](#)
- Hashimoto, C., Noda, A., Sagiya, T., and Matsu'ura, M. (2009). Interplate seismogenic zones along the Kuril–Japan trench inferred from GPS data inversion. *Nature Geoscience*, 2(2) :141–144. [62](#)
- Hayes, G. P., Wald, D. J., and Johnson, R. L. (2012). Slab1. 0 : A three-dimensional model of global subduction zone geometries. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 117(B1). [44](#)
- Hill, E. et al. (2012). The 2010 mw 7.8 Mentawai earthquake : Very shallow source of a rare tsunami earthquake determined from tsunami field survey and near-field GPS data. *J. Geophys. Res.*, 117 :B06402. [62](#)
- Honza, E., Davies, H., Keene, J., and Tiffin, D. (1987). Plate boundaries and evolution of the Solomon Sea region. *Geo-Marine Letters*, 7(3) :161–168. [59](#)
- Houston, H. (2001). Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 106(B6) :11137–11150. [40](#), [41](#), [45](#), [51](#), [53](#), [54](#)
- Ide, S. (2013). The proportionality between relative plate velocity and seismicity in subduction zones. *Nature Geoscience*, 6(9) :780–784. [41](#)
- Ide, S., Baltay, A., and Beroza, G. C. (2011). Shallow dynamic overshoot and energetic deep rupture in the 2011 mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake. *Science*, 332(6036) :1426–1429. [62](#)
- Ide, S. and Beroza, G. C. (2001). Does apparent stress vary with earthquake size? *Geophysical Research Letters*, 28(17) :3349–3352. [49](#)
- Ihmlé, P. F. (1996). Monte Carlo slip inversion in the frequency domain : Application to the 1992 Nicaragua slow earthquake. *Geophysical research letters*, 23(9) :913–916. [63](#)
- Ihmlé, P. F., Gomez, J.-M., Heinrich, P., and Guibourg, S. (1998). The 1996 Peru tsunamigenic earthquake : Broadband source process. *Geophysical research letters*, 25(14) :2691–2694. [64](#)
- Kanamori, H. and Anderson, D. L. (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5) :1073–1095. [48](#)

- Kanamori, H., Mori, J., Hauksson, E., Heaton, T. H., Hutton, L. K., and Jones, L. M. (1993). Determination of earthquake energy release and M_L using TERRAScope. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 83(2) :330–346. [48](#)
- Lay, T. and Kanamori, H. (2011). Insights from the great 2011 Japan earthquake. *Physics today*, 64(12) :33–39. [62](#)
- Lay, T., Kanamori, H., Ammon, C. J., Koper, K. D., Hutko, A. R., Ye, L., Yue, H., and Rushing, T. M. (2012). Depth-varying rupture properties of subduction zone megathrust faults. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 117 :4311. [41](#)
- Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 66(3) :639–666. [40](#)
- Mai, P. M. and Thingbaijam, K. (2014). SRCMOD : An online database of finite-fault rupture models. *Seismological Research Letters*, 85(6) :1348–1357. [40](#)
- Manighetti, I., Campillo, M., Bouley, S., and Cotton, F. (2007). Earthquake scaling, fault segmentation, and structural maturity. *Earth and Planetary Science Letters*, 253(3) :429–438. [54](#)
- Mayeda, K., Gök, R., Walter, W. R., and Hofstetter, A. (2005). Evidence for non-constant energy/moment scaling from coda-derived source spectra. *Geophysical research letters*, 32(10). [49](#)
- Metois, M., Socquet, A., and Vigny, C. (2012). Interseismic coupling, segmentation and mechanical behavior of the central Chile subduction zone. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 117(B3). [60](#)
- Müller, R. D., Sdrolias, M., Gaina, C., Steinberger, B., and Heine, C. (2008). Long-term sea-level fluctuations driven by ocean basin dynamics. *science*, 319(5868) :1357–1362. [55](#)
- Nishikawa, T. and Ide, S. (2014). Earthquake size distribution in subduction zones linked to slab buoyancy. *Nature Geoscience*, 7(12) :904–908. [41](#)
- Nocquet, J.-M., Villegas-Lanza, J., Chlieh, M., Mothes, P., Rolandone, F., Jarrin, P., Cisneros, D., Alvarado, A., Audin, L., Bondoux, F., et al. (2014). Motion of continental slivers and creeping subduction in the northern Andes. *Nat Geosci*, 7(4) :287–291. [41](#), [64](#)
- Pérez-Campos, X. and Beroza, G. C. (2001). An apparent mechanism dependence of radiated seismic energy. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 106(B6) :11127–11136. [48](#), [49](#), [51](#)

- Philibosian, B., Sieh, K., Avouac, J.-P., Natawidjaja, D. H., Chiang, H.-W., Wu, C.-C., Perfettini, H., Shen, C.-C., Daryono, M. R., and Suwargadi, B. W. (2014). Rupture and variable coupling behavior of the Mentawai segment of the Sunda megathrust during the supercycle culmination of 1797 to 1833. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(9) :7258–7287. [62](#)
- Power, W., Wallace, L., Wang, X., and Reyners, M. (2012). Tsunami hazard posed to New Zealand by the Kermadec and southern New Hebrides subduction margins : an assessment based on plate boundary kinematics, interseismic coupling, and historical seismicity. *Pure and applied geophysics*, 169(1-2) :1–36. [61](#), [63](#)
- Prejean, S. G. and Ellsworth, W. L. (2001). Observations of earthquake source parameters at 2 km depth in the Long Valley caldera, eastern California. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(2) :165–177. [40](#)
- Reilinger, R., McClusky, S., Vernant, P., Lawrence, S., Ergintav, S., Cakmak, R., Ozer, H., Kadirov, F., Guliev, I., Stepanyan, R., et al. (2006). GPS constraints on continental deformation in the Africa-Arabia-Eurasia continental collision zone and implications for the dynamics of plate interactions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B5). [59](#)
- Scholz, C. and Campos, J. (1995). On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-ALL SERIES-*, 100 :22–103. [57](#)
- Scholz, C. H. and Campos, J. (2012). The seismic coupling of subduction zones revisited. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 117(B5). [62](#)
- Shaw, B. and Jackson, J. (2010). Earthquake mechanisms and active tectonics of the Hellenic subduction zone. *Geophysical Journal International*, 181(2) :966–984. [59](#)
- Suwa, Y., Miura, S., Hasegawa, A., Sato, T., and Tachibana, K. (2006). Interplate coupling beneath NE Japan inferred from three-dimensional displacement field. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B4). [62](#)
- Tanioka, Y. and Ruff, L. J. (1997). Source time functions. *Seismological Research Letters*, 68(3) :386–400. [40](#), [46](#)
- Tregoning, P. and Gorbатов, A. (2004). Evidence for active subduction at the New Guinea Trench. *Geophysical Research Letters*, 31 :L13608. [59](#)
- Uchide, T., Shearer, P. M., and Imanishi, K. (2014). Stress drop variations among small earthquakes before the 2011 Tohoku-oki, Japan, earthquake and implications for the main shock. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(9) :7164–7174. [40](#), [62](#)

- Vallée, M. (2013). Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude. *Nature communications*, 4. [41](#), [45](#), [47](#), [53](#)
- Vallée, M., Charléty, J., Ferreira, A. M., Delouis, B., and Vergoz, J. (2011). SCARDEC : a new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution. *Geophysical Journal International*, 184(1) :338–358. [40](#), [42](#)
- Vallée, M. and Douet, V. (2016). A new database of source time functions (stfs) extracted from the SCARDEC method. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. [39](#), [40](#), [41](#), [42](#), [43](#)
- Vassiliou, M. and Kanamori, H. (1982). The energy release in earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(2) :371–387. [40](#), [48](#)
- Vernant, P., Reilinger, R., and McClusky, S. (2014). Geodetic evidence for low coupling on the Hellenic subduction plate interface. *Earth and Planetary Science Letters*, 385 :122–129. [59](#)
- Ye, L., Lay, T., Kanamori, H., and Rivera, L. (2016). Rupture characteristics of major and great ($M_w \geq 7.0$) megathrust earthquakes from 1990 to 2015 : 1. source parameter scaling relationships. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*. [40](#)
- Yoneshima, S., Mochizuki, K., Araki, E., Hino, R., Shinohara, M., and Suyehiro, K. (2005). Subduction of the Woodlark Basin at New Britain Trench, Solomon Islands region. *Tectonophysics*, 397(3) :225–239. [59](#), [60](#)
- Zweck, C., Freymueller, J. T., and Cohen, S. C. (2001). Three-dimensional elastic dislocation modeling of the postseismic response to the 1964 Alaska earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 107(B4) :2002. [61](#)

Chapitre 4

Étude des fonctions source apparentes : quantifier la propagation de la rupture

Sommaire

4.1	Introduction	75
4.2	Systematic inversion of average rupture velocity and rupture direction using SCARDEC teleseismic apparent source time functions	77
4.2.1	Apparent STFs in a unilateral rupture model	77
4.2.2	SCARDEC ASTFs analysis	79
4.2.3	Inversion of sub-horizontal rupture propagations	81
4.3	Rupture velocities and rupture propagation directions	85
4.3.1	Rupture propagation directions	86
4.3.2	Rupture velocities	87
4.4	Anticorrelation between stress drop and rupture velocity	90
4.4.1	Stress drop estimation including rupture velocity determinations	90
4.4.2	Implication for ground motion variability	94
4.5	Conclusion	95
4.6	Acknowledgements	95
4.7	Références	96
4.8	Supplementary material	101

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes portés sur l’analyse des fonctions source moyennes. La moyenne effectuée sur les fonctions source apparentes de l’onde P nous permettait de gommer leurs différences, et d’approcher la fonction source absolue du séisme. Dans cette partie, nous souhaitons au contraire nous intéresser à ces différences, qui résultent essentiellement des effets spatio-temporels de la rupture sur les ondes. Les fonctions source apparentes, issues des ondes P ou S portent ainsi une information sur la direction et la vitesse de propagation de la rupture sismique. Quantifier de manière systématique la vitesse et la direction moyennes du front de rupture à partir des ASTFs constitue l’objet de cette partie. Elle se présente sous la forme d’un article sous presse dans la revue *Tectonophysics* sous le titre *Global catalog of earthquake rupture velocities shows anticorrelation between stress drop and rupture velocity* (Chounet et al. [2017]). Cette étude est le fruit d’une collaboration avec Mathieu Causse et Françoise Courboux.

D’un point de vue pratique, ce catalogue diffère légèrement de celui utilisé dans le chapitre 3. Dans le chapitre 2, nous avons vu que suite à la difficile modélisation de l’onde PP à des distances épacentrales $\leq 60^\circ$, cette gamme de distance n’était pas considérée pour des durées de source élevées, typiquement pour des séismes de $M_w \geq 7$. Cependant, la résolution de la directivité de la rupture dépend fortement de la couverture spatiale par les stations. À cette fin, il a ici été fait le choix d’inclure les fonctions source apparentes issues de stations de distance épacentrale $\leq 60^\circ$ pour les séismes de $M_w \geq 7$. Pour ce faire, seule l’étape “large-bande” de l’optimisation SCARDEC a été impliquée.

Abstract Application of the SCARDEC method (Vallée et al., 2011; Vallée and Douet, 2016) provides the apparent source time functions together with seismic moment, depth, and focal mechanism, for most of the recent earthquakes with magnitude larger than 5.6-6. Using this large dataset, we have developed a method to systematically invert for the rupture direction and average rupture velocity V_r , when unilateral rupture propagation dominates. The approach is applied to all the shallow ($z < 120$ km) earthquakes of the catalog over the 1992-2015 time period. After a careful validation process, rupture properties for a catalog of 96 earthquakes are obtained. The subsequent analysis of this catalog provides several insights about the seismic rupture process. We first report that up-dip ruptures are more abundant than down-dip ruptures for shallow subduction interface earthquakes, which can be understood as a consequence of the material contrast between the slab and the overriding crust. Rupture velocities, which are searched without any a-priori up to the maximal P wave velocity (6000-8000 m/s), are found between 1200 m/s and 4500 m/s. This observation indicates that no earthquakes propagate over long distances with rupture velocity approaching the P wave velocity. Among the 23 ruptures faster than 3100 m/s, we observe both documented supershear ruptures (e.g. the 2001 Kunlun earthquake), and

undocumented ruptures that very likely include a supershear phase. We also find that the correlation of V_r with the source duration scaled to the seismic moment (T^s) is very weak. This directly implies that both T^s and V_r are anticorrelated with the stress drop $\Delta\sigma$. This result has implications for the assessment of the peak ground acceleration (PGA) variability. As shown by Causse and Song (2015), an anticorrelation between $\Delta\sigma$ and V_r significantly reduces the predicted PGA variability, and brings it closer to the observed variability.

4.1 Introduction

The moment rate functions, or source time functions (STFs), of an earthquake provide information on the spatio-temporal history of the rupture, integrated over the fault surface. STFs extracted from stations at different locations theoretically differ one from the other because of the rupture spatial finiteness, and are therefore referred as apparent STFs (ASTFs). In a simple unilateral rupture configuration (Haskell [1964]), the shapes of the ASTFs are affected by a simple directivity effect, depending on the rupture velocity to wave speed ratio and on the rupture propagation direction relative to the station location. Quantifying the directivity effect thus provides a direct way to constrain the rupture velocity and rupture propagation of an earthquake (e.g. Warren and Shearer [2006], Caldeira et al. [2010], Lengliné and Got [2011], Park and Ishii [2015]).

The SCARDEC method (Vallée et al. [2011]) provides access to the teleseismic P and SH ASTFs, that are extracted through a deconvolution procedure in which focal mechanism, depth, and seismic moment are simultaneously retrieved. The method has then been validated by complementary approaches (Lentas et al. [2013]) and finally routinely applied to all $M_w \geq 5.8$ earthquakes since 1992 (Vallée and Douet [2016]). It thus offers a database of thousands of events, available for tracking seismic source properties.

This database has so far been analyzed using averaged P ASTFs (available at <http://scardec.projects.sismo.ipgp.fr>), with the assumption that this average is a good proxy for the absolute STF. In this case, we have information on the macroscopic source parameters such as stress drop $\Delta\sigma$ or radiated energy E_r , and we can explore their dependencies on seismic moment, depth or focal mechanism (Vallée [2013], Courboux et al. [2016], Chounet and Vallée [2014]). Such explorations have also been done at the global scale by a number of studies (e.g. Dzierwonski et al. [1981], Allmann and Shearer [2009], Bilek et al. [2004], Houston [2001], Pérez-Campos and Beroza [2001], Convers and Newman [2011]), using first order features of moment tensors, other STFs catalogs, or source spectra. On the other hand, rupture finiteness only produces a second order effect on the seismic signals, making its extraction more difficult. For this reason, most of the related studies only analyze one or a few events,

and exhaustive studies on rupture propagation properties have been so far uncommon.

Relevant past studies include [McGuire et al. \[2002\]](#) who analyzed the second moment of earthquakes over a catalog of 25 $M_w \geq 7$ earthquakes, and found that unilateral ruptures were strongly predominant, and [Warren and Shearer \[2006\]](#) who measured rupture directivity from P waves spectra for 66 worldwide earthquakes with the objective to resolve the fault plane ambiguity. Back-projections techniques locating high frequency emissions are now used more routinely, and in a recent study of [Wang et al. \[2016\]](#), they measured rupture speed for 23 large earthquakes, finding that strike-slip ruptures are faster than dip slip ruptures. At the local scale, rupture directivity has been for example investigated at Parkfield on small earthquakes, through measurement of apparent source durations ([Lengliné and Got \[2011\]](#)), or earthquakes spectral azimuthal variations ([Kane et al. \[2013\]](#)), in order to relate rupture directions with the fault interface materials.

The SCARDEC database provides the opportunity to significantly increase the number of moderate to large magnitude earthquakes for which rupture propagation characteristics can be extracted. We explore in this study how the P and S waves ASTFs properties can be systematically used, in order to measure average values of rupture propagation direction and rupture velocity. Applying the same methodology for all the analyzed earthquakes makes relative comparisons easier, compared to compilations of different studies using different data types and approaches. We focus here on shallow earthquakes (depth shallower than 120 km), and automatically detect earthquakes of the database which reliably have a dominant unilateral character. This leads us to a catalog of 96 earthquakes for which rupture propagation direction and rupture velocity can be investigated.

This catalog will be first used to characterize at the global scale how seismic rupture preferentially propagates. We will in particular discuss the relative abundance of fast earthquakes, possibly reaching supershear velocities ([Bouchon et al. \[2001\]](#), [Dunham and Archuleta \[2004\]](#), [Vallée and Dunham \[2012\]](#), [Wang et al. \[2016\]](#)), as well as any predominance of rupture propagation directions between the updip or downdip directions. The joint determination of rupture velocity, source duration and seismic moment also offers a more precise way to determine the static stress drop, compared to most techniques which neglect the effect of the rupture velocity. We will show that slow rupture velocities, as well as short rupture durations, tend to reveal high stress drop earthquakes. In other words, we observe an anticorrelation between rupture velocity and stress drop. This will be discussed in light of a recent study by [Causse and Song \[2015\]](#), who proposed this negative correlation to explain the observed variability of peak ground acceleration (PGA).

4.2 Systematic inversion of average rupture velocity and rupture direction using SCARDEC teleseismic apparent source time functions

4.2.1 Apparent STFs in a unilateral rupture model

During the earthquake, the rupture front propagates away from the hypocenter and spreads over the fault plane, emitting seismic waves in all directions. According to the directivity effect, emitted waves in the direction of rupture are shorter than expected for a point source, while those emitted away from the rupture direction are elongated. Consequently, if the rupture front has a dominant direction of propagation, a simple directivity pattern is observed on the distant records and on the ASTFs. Such a clear example of directivity can be observed for the Tokachi-oki Mw 8.1 subduction earthquake (2003/09/25, Japan, figure 4.1) : the Tokachi-oki earthquake's ASTFs, shown in figure 4.1, have shorter and more impulsive shapes for azimuths of about 325° , and more elongated ASTFs for azimuths of about 145° , evidencing a dominant down-dip rupture propagation along the subduction interface. Quantitatively, under an assumption of unilateral rupture with constant rupture propagation direction and rupture velocity, the ASTF duration (referred as the apparent duration τ) of an earthquake with fault dip δ , recorded at a station with azimuth θ (relative to the fault strike) and take-off angle i (see figure 4.2), follows the equation

$$\tau = T \left(1 + \frac{V_r}{C} (\sin(i) [\cos(\theta)\cos(\xi) + \sin(\theta)\sin(\xi)\cos(\delta)] + \cos(i)\sin(\xi)\sin(\delta)) \right), \quad (4.1)$$

where T and V_r are the source duration and rupture velocity respectively. ξ is the rupture direction angle defined on the fault plane, using the same convention as for the rake angle (see the sketch in figure 4.2). C is the phase velocity at the source of the considered body wave, and can be thus equal to the P wave velocity C_P or the S wave velocity C_S . Equation 4.1 further considers that seismic slip is instantaneous (i.e. no rise time). Adding a rise time term in the equation is straightforward, but tests with real data showed that its value cannot be reliably retrieved. We here adopt a model of asymmetric triangular STF, where the apparent peak amplitude Fm is reached at a time $t_{Fm} = x_{Fm}T$, x_{Fm} being the asymmetry parameter varying between 0 and 1. In this triangular model, Fm follows the simple relation

$$Fm = \frac{2M_0}{\tau}, \quad (4.2)$$

where M_0 is the seismic moment. The ASTFs shape can thus be fully determined for each wave type and observation configuration, depending on four physical parameters T, V_r, x_{Fm}, ξ . With a good geographical coverage, the observed ASTFs have a strong

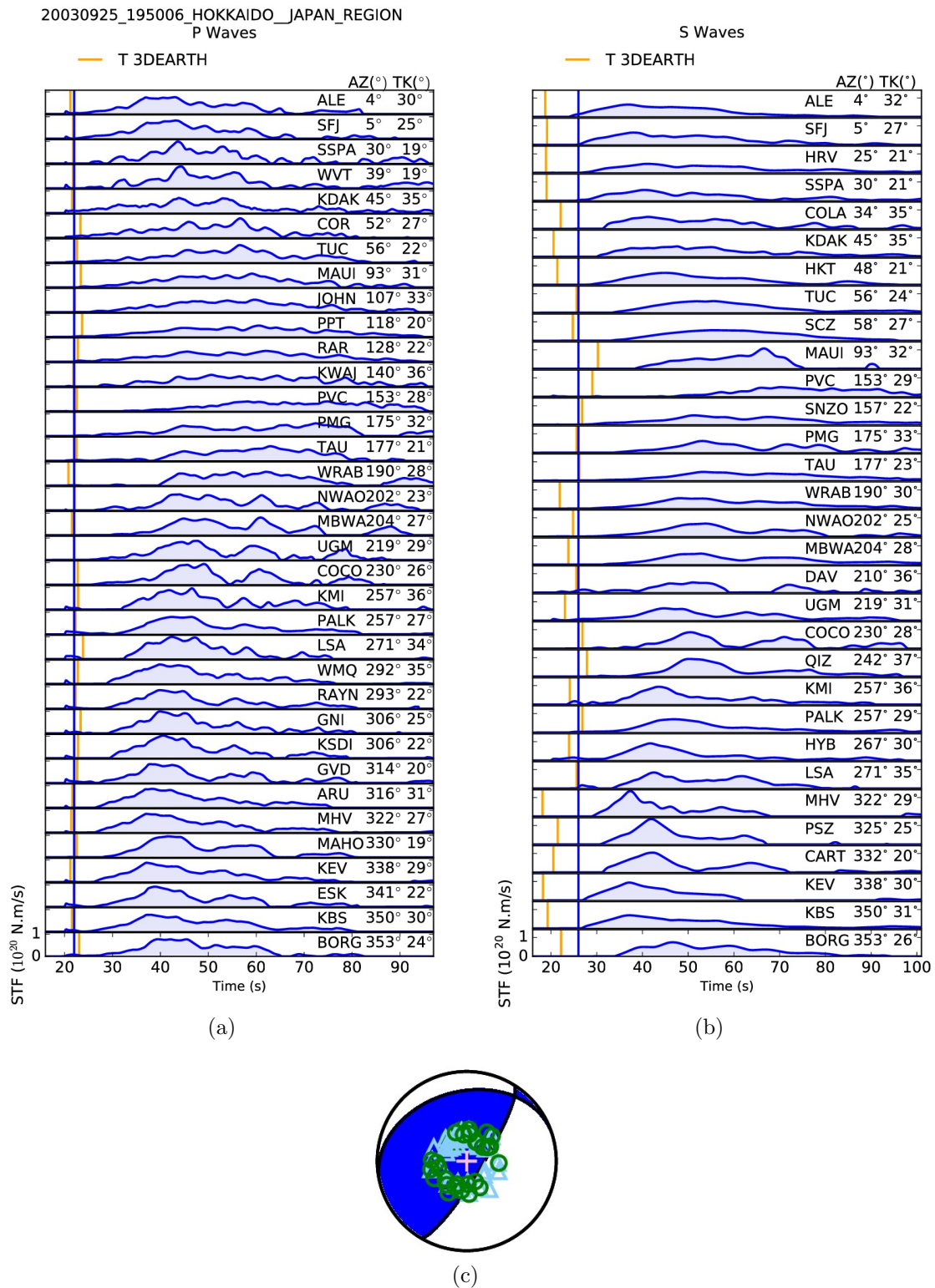


FIGURE 4.1 – P (a) and S (b) Apparent Source Time Functions for the 25/09/2003 Mw 8.1 Tokachi-Oki earthquake, sorted by azimuth. ASTFs origin times in IASP91 (Kennett and Engdahl [1991]) and in a 3D Earth model (Simmons et al. [2012] for P waves, and Takeuchi [2012], for SH waves) are marked by the blue and orange vertical ticks, respectively. (c) SCARDEC focal mechanism of the earthquake. The blue triangles and green circles represent the take-off angles for the P and S ASTFs, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

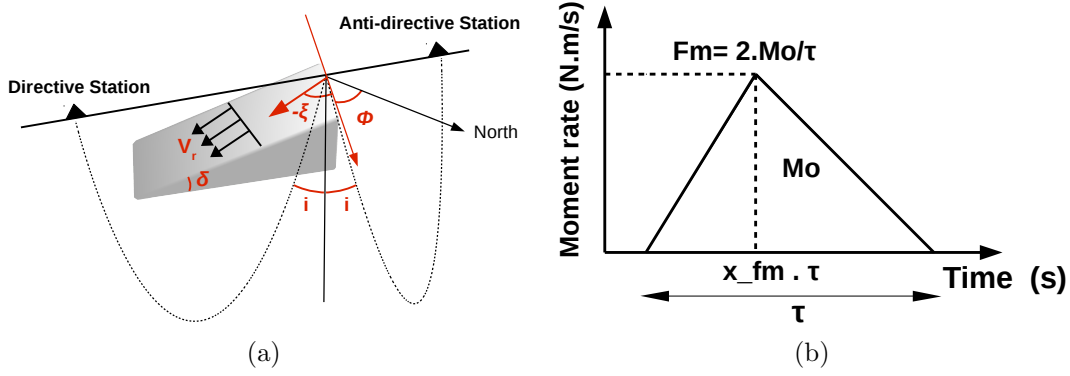


FIGURE 4.2 – (a) Sketch illustrating the rupture propagation model and the model parameters. The rupture direction, measured on the fault plane of dip δ , makes an angle ξ relative to the fault strike ϕ . ξ is negative when rupture is down-dip, and positive when rupture is up-dip. An illustration of directive and antidirective stations with their take-off angles (i) is shown. (b) Model parametrization of the triangular STF, with total apparent duration τ , seismic moment M_0 , asymmetry x_{fm} and peak Fm .

potential to reliably constrain the latter parameters. The practical implementation is given in the next section, but we discuss here our expected ability to systematically determine V_r with this formalism. First, the earthquake has to be dominantly unilateral. According to McGuire et al. [2002] observations, this latter property is the most common case, which can be understood in simple models where the hypocenter occurs in a random location inside a seismogenic patch. When the earthquake is not fully unilateral, we expect a tendency of underestimating V_r , while the dominant rupture direction ξ should not be significantly affected. This underestimation is reinforced by the instantaneous slip hypothesis, meaning that the full source duration is interpreted in terms of rupture propagation. These two reasons imply that the retrieved rupture velocity V_r has to be understood as a *lower bound* of the *average* rupture velocity. As a consequence, finding V_r close to C_S strongly indicates that at least part of the rupture occurred in the supershear regime. On the other hand, low rupture velocities can be difficult to interpret, because they can result from an earthquake with a bilateral or bidimensional rupture process, or from earthquakes with anomalously long rise time.

4.2.2 SCARDEC ASTFs analysis

4.2.2.1 Data selection

The resolution of the directivity pattern requires stations well distributed in azimuth, in particular because the coverage in take-off angles is intrinsically low with teleseismic data (i is in the range $[20^\circ - 35^\circ]$). Due to the geographical gaps related to oceans, this condition is not always fulfilled, especially for small earthquakes ($M_w \simeq 6$). For large earthquakes, similar reasons result in unbalanced distributions of stations. To minimize this effect, we keep at most 3 stations in a 10° azimuth bin, and ensure that

those stations are separated by at least 5° of epicentral distance.

ASTFs extracted close to the nodal planes of the teleseismic waves, or ASTFs producing large misfits between re-convolved signals and data are excluded. An earthquake is not analyzed when the station coverage is too poor, when a large azimuthal gap is present for both P and S phases, or when too few stations are available (less than 16).

4.2.2.2 ASTFs complexity

Analysis of the ASTFs has the great advantage to give a direct access to the source term complexity. In the SCARDEC deconvolutive approach, this complexity can however be exaggerated because all unmodeled signals are mapped into the source term. For example, complexities in the Green function (not explained by a radial Earth model) or changes in the faulting mechanism are included in the ASTFs, which results in inconsistent amplitudes between the ASTFs (Vallée et al. [2011]). Comparison between an ASTF and the averaged STF (obtained after stacking the re-correlated ASTFs) allows us to identify and remove late and inconsistent signals (figure 4.3).

The real source complexity also gives birth to ASTFs that cannot be directly compared to the triangular model defined by equations (1) and (2). To overcome this, ASTFs are low-pass filtered, using an optimized cut-off frequency depending on the duration and level of complexity of the function (figure 4.3). This filter is accordingly applied to the triangular synthetic ASTFs.

4.2.2.3 Travel times errors corrections

Because of the use of a radial Earth structure model in the SCARDEC method (IASP91 Earth model, Kennett and Engdahl [1991]), travel time errors result in an imprecise beginning of the ASTFs. Errors of ± 2 s and ± 6 s are expected for the P and S waves ASTFs, respectively. Another source of timing error comes from the well-known trade-off between depth and origin time. P waves ASTFs should not be significantly affected (precisely because the location procedure with teleseismic data strongly relies on P wave arrivals), but S waves ASTFs can be globally shifted by a few seconds.

For earthquakes with moderate durations (between 15 and 30 seconds), the directivity effect modifies the apparent durations τ by a few seconds, which is on the order of the travel time errors. The actual beginning of the ASTFs could be searched, but a real slow start or a time delay cannot be easily distinguished. We thus choose to correct travel times errors with 3D P and SH mantle tomography models, from Simmons et al. [2012] (P waves) and Takeuchi [2012] (SH waves). We compute predicted travel times using the LLNL-Earth3D 3D ray tracing code (<https://www-gs.llnl.gov/about/nuclear-threat-reduction/nuclear-explosion-monitoring/global-3d-seismic-tomography>). Results show a clear improvement in the prediction of the beginning of the P waves ASTFs (see Tokachi-oki example in figure 4.1). The beginning of S waves ASTFs is also globally

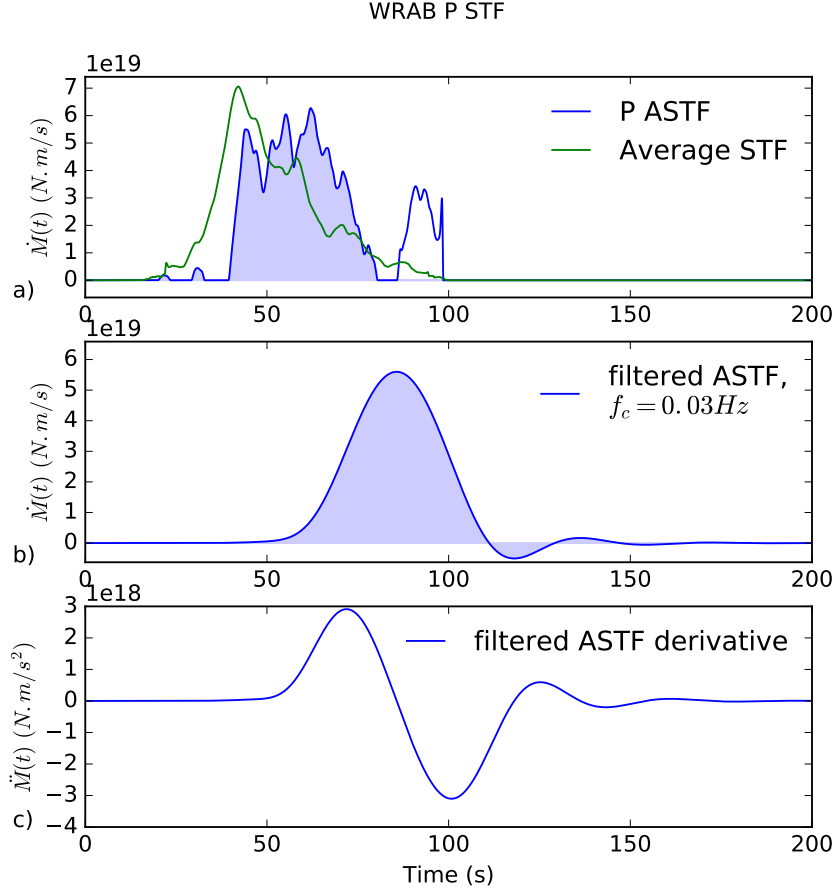


FIGURE 4.3 – (a) P ASTF at the station WRAB for the Tokachi-Oki earthquake, and the superimposed average STF over correlated P ASTFs. Shaded area corresponds to the significant part of the function, consistent with the average STF. Late amplitudes (open area) are removed from the function. (b) Low-pass filtered function using the duration-dependent cut-off frequency, here equal to $f_c = 0.03Hz$. (c) First derivative of the filtered ASTF, which is inverted for directivity parameters.

better picked, even if some exceptions exist.

Real slow starts and origin time-location errors are taken into account with two time parameters Δt_P and Δt_S , that globally shift all the P and S ASTFs, respectively. After this correction, observed delays between actual and predicted beginnings for S ASTFs can still be of few seconds. An additional station-dependent shift of $\pm 3s$ is therefore allowed in the optimization process for S ASTFs.

4.2.3 Inversion of sub-horizontal rupture propagations

4.2.3.1 Directivity from teleseismic data : limitation to sub-horizontal ruptures

Direct and surface-reflected body waves are merged in the teleseismic signal for shallow earthquakes. SCARDEC ASTFs therefore result from the deconvolution of the direct P and S phases together with the surface-reflected phases pP, sP (for P),

and sS (for S). Depending on the rupture propagation direction, discrepancies can appear in the apparent durations and amplitudes between the direct and reflected phases : when rupture propagates steeply along dip, information on directivity carried by reflected phases (going up) and direct phases (going down) is inconsistent, and deconvolution of the associated signals results in invalid ASTFs in terms of directivity. In equation 4.1, this inconsistency between direct and reflected phases is associated with the term depending on $\frac{\cos(i)}{C}$, since this latter expression differs for the different phases considered in the deconvolution. This limitation does not affect the terms involving $\frac{\sin(i)}{C}$, because the ray parameter is essentially the same for P, pP and sP waves on the one hand, and S and sS on the other hand.

ASTFs can therefore be analyzed in terms of directivity only if the $\cos(i)$ term is dominated by the $\sin(i)$ terms in equation 4.1. This is the case when δ or ξ are small, or in other words when rupture is propagating sub-horizontally. This limitation is not expected to strongly affect the two main classes of earthquakes that will be explored. As the matter of fact, for subduction interplate earthquakes (occurring on the shallow-dipping subduction interface), the rupture direction ξ can be searched for all angles, and for large strike-slip earthquakes, the along strike horizontal propagation is dominant.

Depending on the radiation coefficients of direct and reflected phases, two versions of equation 4.1 are used. When both reflected and direct waves have significant amplitudes, we approximate τ by considering only the $\sin(i)$ term in equation 4.1 :

$$\tau = T \left(1 + \frac{V_r}{C} \sin(i) [\cos(\theta)\cos(\xi) + \sin(\theta)\sin(\xi)\cos(\delta)] \right), \quad (4.3)$$

When the direct (respectively reflected) phases are close to be nodal, the ASTF essentially results from the deconvolution of the reflected (respectively direct) phases. In this case, equation 4.1 can be fully used with the take-off angle of the dominant phase, and provides a more accurate description of the directivity.

In equation 4.3, τ depends on $V_r \frac{\sin(i)}{C}$. As $\frac{\sin(i)}{C}$ is constant in a spherical Earth at a given depth, τ actually depends on V_r and not on $\frac{V_r}{C}$. As a consequence, the latter ratio (necessary to directly identify supershear earthquakes) requires the independent knowledge of C in the source volume. Given the limited knowledge of detailed crustal structure, absolute values of V_r are being considered in the following instead of $\frac{V_r}{C}$.

4.2.3.2 Inversion procedure

For each earthquake and each possible nodal plane, we search for 6 parameters : V_r , T , ξ , x_{fm} and the two P and S time delays Δt_P and Δt_S . All values of ξ are considered, but if the best solution indicates a rupture direction steeper than 30° (see section 4.2.3.1), the earthquake is not included in the catalog.

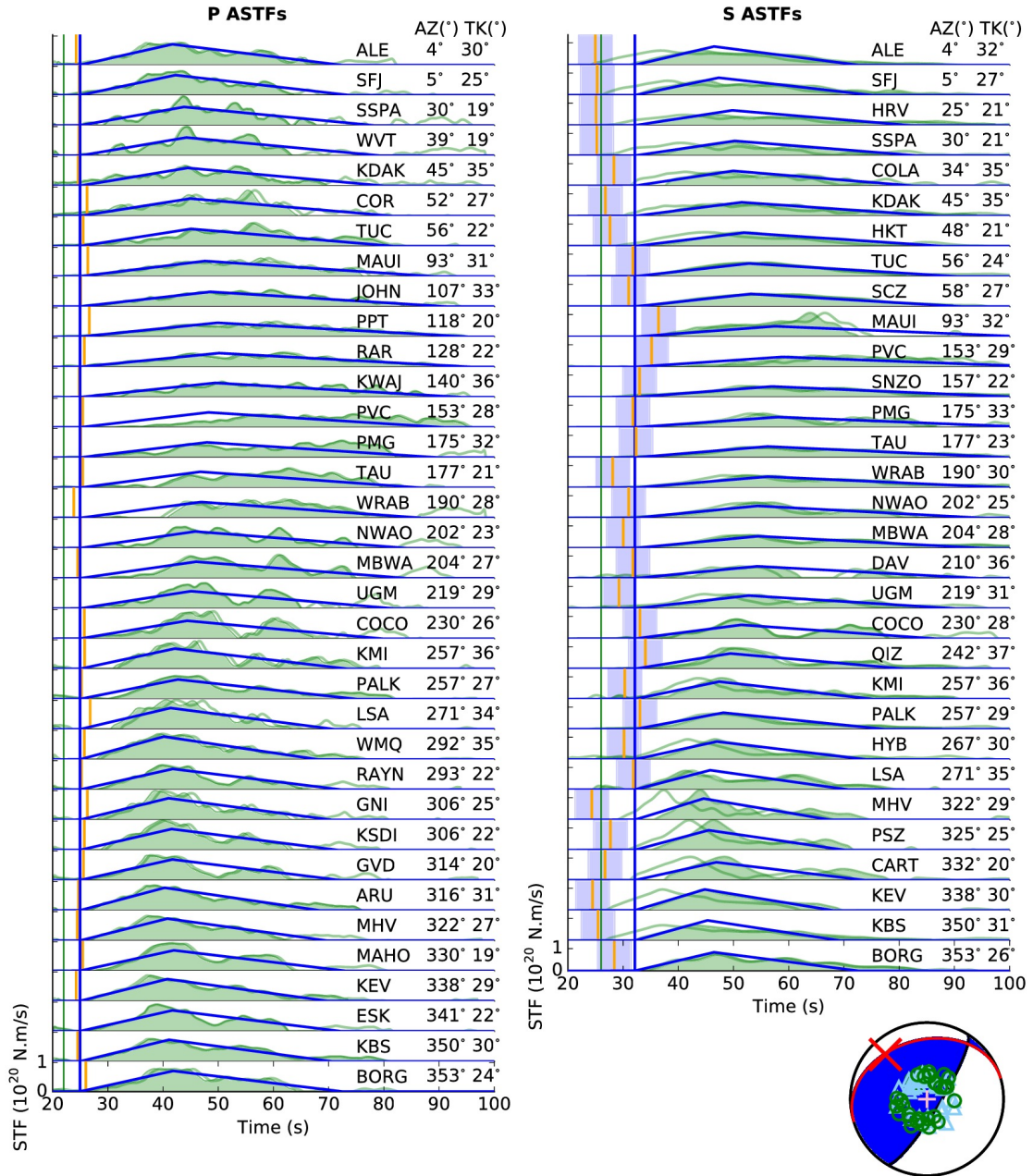


FIGURE 4.4 – Tokachi-oki earthquake raw ASTFs (light green line), processed ASTFs (green curve and shaded area), and triangular synthetic ASTFs of the best solution (blue line). ASTFs amplitudes and durations are well reproduced for a rupture ($V_r = 3420m/s$) propagating toward the down-dip edge of the fault. Vertical green, blue, and orange ticks show the 1D origin time, the 3D origin time (see Figure 1), and the effective start of ASTFs after inversion, respectively. Blue shaded stripes represent the range of time shift allowed in the inversion for each S ASTF. Earthquake focal mechanism is shown at the bottom of the figure, with the fault plane and the direction of propagation indicated in red. The blue triangles and green circles show the take-off angles of the stations for P and S ASTFs, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

The global misfit function m is the average of the normalized misfit functions between the derivatives of the ASTFs data and synthetics at each station (computed with

a $L2$ norm) :

$$m = \frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \left(\frac{\int_0^{T_i} (\dot{D}_i(t) - \dot{S}_i(t))^2 dt}{\min(\int_0^{T_i} \dot{D}_i^2(t) dt, \int_0^{T_i} \dot{S}_i^2(t) dt)} \right), \quad (4.4)$$

with n_s , D_i , S_i and T_i referring to the number of stations, ASTF data, ASTF synthetics and ASTF duration, respectively.

Optimization is performed using the Neighborhood Algorithm of [Sambridge \[1999\]](#). As our objective is to systematically detect earthquakes with reliable rupture propagation properties, we then apply the following selection criteria. Our selection first discards earthquakes with a global misfit $m \geq 0.6$, and then impose that directive and antidirective stations (controlling the directivity pattern) are specifically well fitted. To do so, we compute a weighted misfit where the 30% most directive and the 20% most antidirective stations have a weight of 3 and 2, respectively. Earthquakes with a weighted misfit $m_{weight} \geq 0.6$ are discarded. In order to further assess the reliability of the solution, we follow the idea of [Warren and Shearer \[2006\]](#), where the misfit of the best propagating model is compared to the misfit obtained with a point source. Here we compute the ratio between the weighted misfit and the weighted point source misfit, r_{weight} . If this ratio is below 0.8, the solution is kept. Above this ratio, the best solution is too close to a point source to be considered reliable.

The last selection criteria are based on duration considerations. If the source duration is too short, or if the peak of moment rate release is too early, the expected variations between ASTFs are small and difficult to separate from timing uncertainties. Combining these two features, earthquakes with moment rate peaking at times shorter than 6 seconds are removed from catalog. This criterion also removes solutions with asymmetry x_{Fm} close to 0, which do not represent realistic STFs. Similarly, solutions with x_{Fm} above 0.95 are not kept, because they often try to accommodate complex shapes of STFs, and result in unrealistic solutions. The combined use of all these criteria finally provides a catalog of 96 earthquakes. The 2009/09/25 Tokachi-oki earthquake (Japan, $M_w = 8.1$, figure 4.4) is an example of these earthquakes with reliable rupture propagation properties. We obtain for this event a fast rupture velocity of $V_r = 3420 m/s$ and a down-dip rupture direction along the slab, consistent with detailed source studies (e.g. [Yagi \[2004\]](#)).

Our Neighborhood Algorithm parametrization consists of 100 iterations with 30 new samples at each iteration, sampled in the neighborhood of the 25 previous best samples, which allows us to explore the parameter space around the best model. Weighted misfits are calculated for all the tested models. Models with weighted ratios within $r_{weight} + 5\%r_{weight}$ are used to establish the parameters uncertainties. Maps of the parameters space can be found in figure 4.5 for the Tokachi-oki earthquake, and provide a range of possible V_r between $2600 m/s$ and $3900 m/s$, and a range of possible ξ between -85° and -40° .

For all but 3 earthquakes, maximum and minimum possible values for V_r differ by

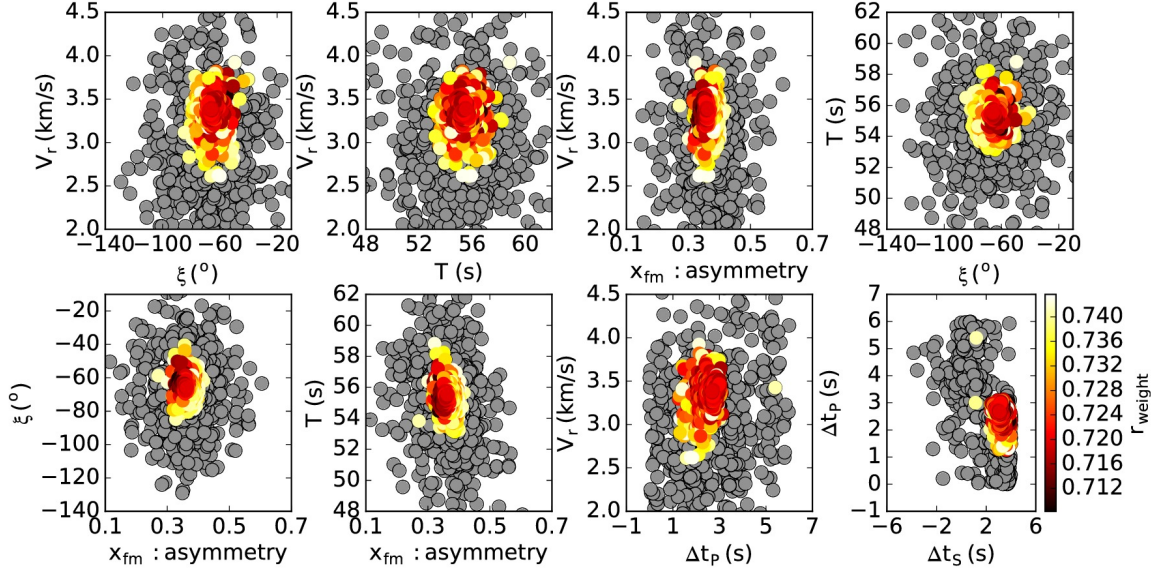


FIGURE 4.5 – Parameters of the model samples tested in the inversion for the shallow fault plane of the Tokachi-oki earthquake. Colored dots correspond to the accepted models, that differ from the ratio between the best model weighted misfit and the point source misfit by less than 5%. The ratio values are indicated by the colors. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

less than 2000 m/s , and for half of the catalog, they differ by less than 1000 m/s . For rupture propagation angle, the maximum and minimum possible values differ by less than 90° for all but 2 earthquakes, and by less than 45° for the two thirds.

4.3 Rupture velocities and rupture propagation directions

Selected earthquakes are mainly thrust (56) and strike-slip (31) faulting events, with a minority of normal faulting earthquakes (9). They are located on the map of figure 4.6. Histograms of earthquakes rupture parameters are shown in figure 4.7. Their moment magnitudes range between Mw 6 and Mw 8.8 (the largest earthquake is the 2010/02/27 Maule, Chile, earthquake), and the shortest earthquake durations are $\simeq 10\text{ s}$ because of the criterion defined in the selection process. Rupture velocities span a range between 1200 m/s and 4500 m/s , with median values on the order of 2400 m/s . Most earthquakes of this catalog have roughly symmetric STF's, with an asymmetry ratio ranging between 0.3 and 0.6. The rupture parameters for the full catalog can be found in the table 4.2 of the Supplementary material. In the following, we describe the content of the catalog in terms of rupture directions and rupture velocities, before discussing some implications for source parameters relations.

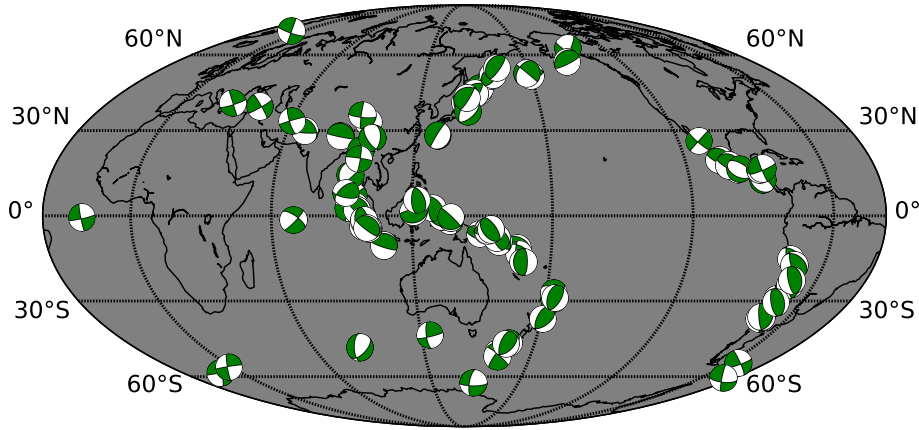


FIGURE 4.6 – Map of the 96 earthquakes of the catalog with their focal mechanisms.

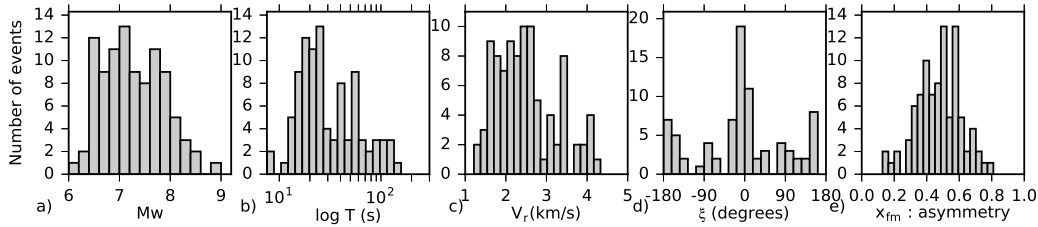


FIGURE 4.7 – Histograms of the catalog source parameters : (a) Moment magnitude, (b) source duration, (c) rupture velocity, (d) rupture direction over the fault plane, and (e) asymmetry of the source time function.

4.3.1 Rupture propagation directions

In figure 4.8, the rupture propagation direction angle ξ is shown as a function of the rake angle λ . Rupture propagation is considered along-strike when $\xi \in [-180^\circ, -135^\circ] \cup [-45^\circ, 45^\circ] \cup [135^\circ, 180^\circ]$, up-dip when $\xi \in [45^\circ, 135^\circ]$, and down-dip when $\xi \in [-135^\circ, -45^\circ]$. We observe a strong predominance of along-strike ruptures relative to along-dip ruptures (79 over 96 earthquakes). This is expected as it directly results from the selection bias of horizontal ruptures in our methodology. Isolating earthquakes with fault dip shallower than 30° , we can avoid this bias and estimate the proportion of along-strike to along-dip ruptures : for the 38 earthquakes with shallow dipping fault (mostly subduction interplate earthquakes), some differences remain with 16 along-dip ruptures and 22 along-strike ruptures. Such a rupture direction preference is naturally explained by the limited width of the seismogenic zone ; however, the small differences also indicate that, even for this catalog including large earthquakes, the seismogenic zone is wide enough to allow a large diversity in rupture directions.

Among the along-dip ruptures, up-dip ruptures are more abundant than down-dip ruptures for thrust earthquakes. If we consider only the group of 13 along-dip subduction earthquakes, up-dip ruptures (9) are more than twice more abundant than down-

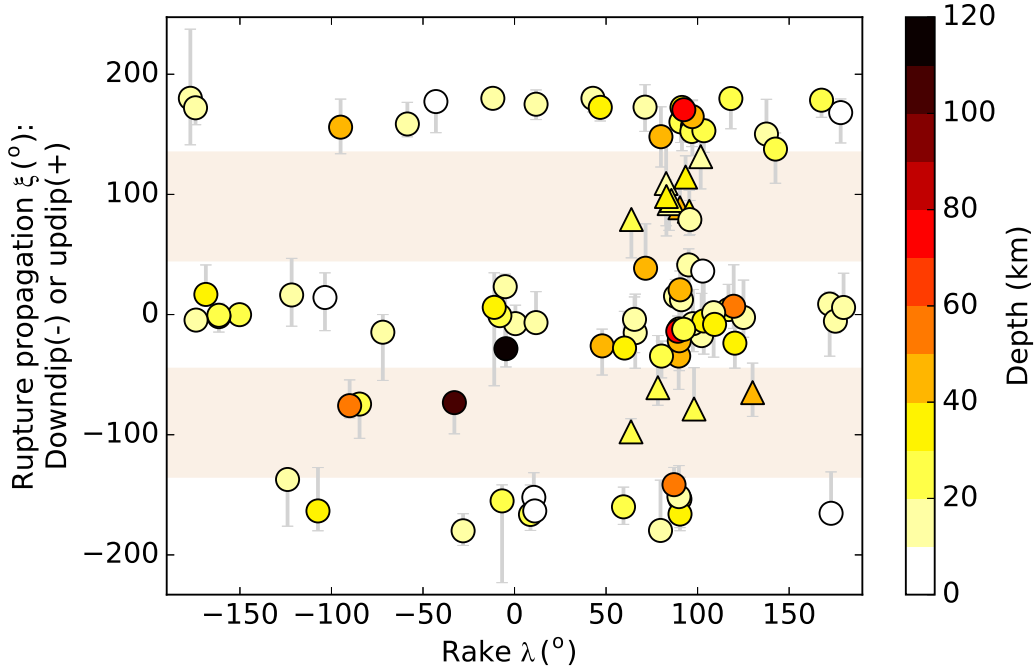


FIGURE 4.8 – Direction of rupture propagation versus rake angle for the earthquakes of the catalog. Rupture propagation is determined by the angle ξ , measured relative to the fault strike (see Figure 2). A positive angle indicates up-dip propagation, while negative angle indicates down-dip propagation. Orange stripes enlighten areas where earthquakes have a dominant up-dip or down-dip rupture direction. The color scale refers to the earthquakes depth. Subduction interface earthquakes which propagate along-dip are represented by triangles, and all the other earthquakes by circles. Bars correspond to uncertainties as defined in the text. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

dip ruptures (4) (figure 4.8). Interpretations of these observations should be made with care given the small number of events, but it has been proposed based on numerical studies (Andrews and Ben-Zion [1997], Ben-Zion and Andrews [1998]) that when a fault surface is bimaterial, rupture toward the direction of slip of the most compliant rock is enhanced. From observations, preferential direction of rupture propagation related to material contrast has been for example found in the San Andreas Fault for microearthquakes (Lengliné and Got [2011], Wang and Rubin [2011], Kane et al. [2013]). In subduction zones, the overriding crust is more compliant than the oceanic crust, which should encourage up-dip propagation for shallow interface ruptures. When the slab is in contact with the mantle wedge, the contrast is reversed and down-dip rupture should be favoured. Our observations agree with this depth partitioning, as none of the down-dip rupturing earthquakes occur at depths shallower than 24 km.

4.3.2 Rupture velocities

The average rupture velocities are represented according to their rupture modes in figure 4.9. The rupture mode R is defined based on the angle between rake and rupture

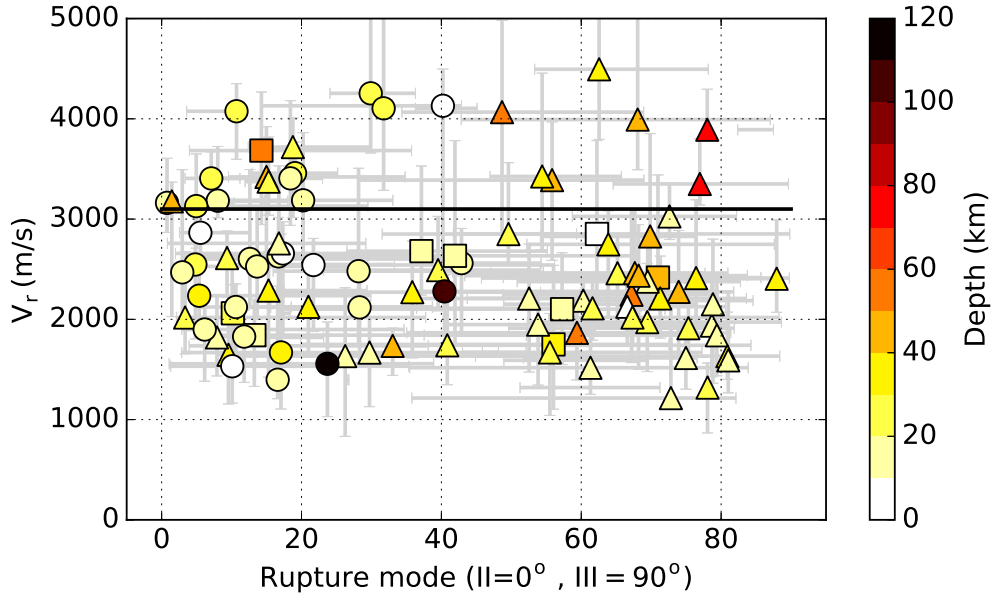


FIGURE 4.9 – Rupture velocity versus rupture mode for the earthquakes of the catalog. The color scale refers to the earthquakes depth. Strike-slip, reverse, and normal faulting earthquakes are shown by circles, triangles, and squares, respectively. Bars correspond to uncertainties as defined in the text.

directions, with the relation $R = |\xi - \lambda| [\pi]$. R equal to 0° corresponds to in-plane rupture (mode II) and R equal to 90° corresponds to anti-plane rupture (mode III). As mentioned in section 4.2.3.1, our methodology is sensitive to the absolute value of V_r , and V_r is therefore considered here rather than $\frac{V_r}{C_S}$. We first build a simple classification, separating the earthquakes with classical rupture velocities from earthquakes with fast rupture velocities. The limit between the two classes is set here to 3100 m/s , which is approximately equal to the Rayleigh wave velocity $C_R (\simeq 0.9C_S)$ in a standard crust model. Most earthquakes of our catalog (76%) have classical rupture velocities ranging from 1200 m/s to C_R . As mentioned in section 4.2.1, rupture velocities close to the former value have not to be directly interpreted as intrinsically slow, as the amount of bilaterality causes a rupture velocity underestimation. Table 4.2 shows for example that both the 2006/07/17 Java earthquake and the 2010/02/27 Maule earthquake are found with rupture velocities lower than 2000 m/s , but only the former earthquake is a real slow earthquake (Ammon et al. [2006]). The rupture parameters of the 23 fast earthquakes (with V_r ranging from 3100 m/s to 4500 m/s) are displayed in table 4.1.

According to crack theory (Andrews [1976]), in-plane rupture propagation can exceed the shear waves speed, with a forbidden zone between C_R and C_S . On the other hand, anti-plane rupture cannot theoretically propagate faster than C_S . We thus expect to find fast ruptures occurring in mode II. 7 of the 23 fast ruptures are observed in mode III (see figure 4.9 and table 4.1) but they are all located below 30 km depth (and 5 of them between 40 km and 80 km) (figure 4.9). In this range of depth, C_S is likely to be

CHAPITRE 4. ÉTUDE DES FONCTIONS SOURCE APPARENTES :
QUANTIFIÉ LA PROPAGATION DE LA RUPTURE

Event	z (km)	Mw	rake (°)	V_r (min, max) (m/s)	T (s)	Rupture propagation (azimut, dip) (°)	Rupture mode (min, max) (°)
19941228 OFF EAST COAST OF HONSHU JAPAN	27	7.7	64	3718 (3016, 4010)	54	(274, -15)	19 (12, 30)
19960723 SOUTH OF FIJI ISLANDS	8	6.5	-43	4130 (2517, 4496)	22	(111, 2)	40 (14, 43)
19970510 NORTHERN AND CENTRAL IRAN	19	7.3	175	3162 (2867, 3606)	40	(164, -5)	1 (5, 10)
20011114 QINGHAI CHINA	21	7.9	-8	3406 (3097, 3671)	117	(96, -1)	7 (3, 11)
20021103 CENTRAL ALASKA	25	7.9	-162	3458 (3254, 3769)	81	(119, -1)	19 (13, 25)
20030715 CARLSBERG RIDGE	22	7.6	-150	4254 (3659, 5064)	63	(43, 0)	30 (24, 36)
20030925 HOKKAIDO JAPAN REGION	43	8.1	130	3420 (2613, 3922)	55	(317, -18)	15 (10, 35)
20071110 NORTH OF MACQUARIE ISLAND	23	6.6	168	4076 (3596, 4351)	24	(37, 2)	11 (4, 12)
20090528 NORTH OF HONDURAS	24	7.4	-7	4105 (3286, 5371)	55	(241, -24)	32 (36, 45)
20100616 IRIAN JAYA REGION INDONESIA	13	7.0	-162	3187 (2617, 3862)	24	(336, -2)	20 (9, 33)
20120830 JAN MAYEN ISLAND REGION	14	6.8	0	3183 (3014, 3724)	22	(111, -7)	8 (7, 15)
20130201 SANTA CRUZ ISLANDS	21	6.4	64	3374 (3039, 3818)	14	(227, 19)	15 (12, 17)
20131024 EAST OF SOUTH SANDWICH ISLANDS	29	6.7	9	3129 (2710, 3649)	27	(261, -14)	5 (8, 29)
20131125 FALKLAND ISLANDS REGION	16	7.0	12	3406 (2937, 4182)	26	(71, -7)	18 (7, 23)
20141014 OFF COAST OF CENTRAL AMERICA	54	7.2	-90	3683 (2945, 4268)	18	(206, -17)	14 (4, 36)
20150329 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	43	7.5	90	3177 (2028, 3369)	30	(169, 29)	1 (6, 18)
19990119 NEW IRELAND REGION P.N.G.	76	7.1	92	3892 (3845, 4295)	23	(149, 8)	78 (82, 87)
19991117 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	46	7.0	90	3389 (2588, 3969)	19	(129, -27)	56 (28, 69)
20001117 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	51	7.5	87	4067 (2841, 4982)	38	(50, -18)	49 (34, 69)
20041122 OFF W. COAST OF S. ISLAND N.Z.	36	7.1	109	4494 (3795, 5093)	15	(52, -5)	63 (53, 78)
20050909 NEW IRELAND REGION P.N.G.	78	7.7	89	3350 (3140, 3802)	60	(151, -7)	77 (65, 90)
20100612 NICOBAR ISLANDS INDIA REGION	31	7.4	47	3425 (2691, 4456)	30	(53, 5)	54 (47, 66)
20111021 KERMADEC ISLANDS REGION	47	7.4	80	3992 (3492, 5301)	18	(44, 20)	68 (43, 87)

TABLE 4.1 – Rupture propagation parameters of the 23 fast rupture earthquakes of the catalog.

close from classical upper mantle velocities ($\simeq 4500 \text{ m/s}$), and thus $\frac{V_r}{C_S}$ remains below unity.

Most of the fast mode II ruptures (11 of 16) are found for strike-slip faulting earthquakes. Interestingly, for the other fast events, two earthquakes occur in similar locations with close characteristics : the 2003/09/25 Mw 8.1 Tokachi-oki earthquake and the 1994/12/28 Mw 7.7 Sanriku-oki earthquake (located in the north-east part of Japan trench) both have rupture velocities above 3400 m/s and down-dip rupture propagation.

Some of the fast strike-slip earthquakes correspond to well-known events. The supershear Kunlun earthquake (2001/11/14, [Bouchon and Vallée \[2003\]](#), [Vallée and Dunham \[2012\]](#)) is part of this group, with an average V_r of 3407 m/s , consistent with the overall rupture speed, which was slow at its beginning. We find a similar behaviour for the Denali earthquake (2002/11/03, $V_r = 3458 \text{ m/s}$), consistent with a supershear phase ([Dunham and Archuleta \[2004\]](#)), preceded and followed by a subshear regime. The 2003/07/15 Mw 7.6 Carlsberg earthquake is found to rupture at a very high rupture velocity of $V_r = 4250 \text{ m/s}$, even faster than the velocity determined by [Antolik et al. \[2006\]](#) ($V_r \simeq 3500 \text{ m/s}$). [Wang et al. \[2016\]](#) also reported a fast rupture velocity ($V_r = 3470 - 3950 \text{ m/s}$) for this event. Some other earthquakes found as supershear

in the literature are not present in our catalog. In particular, the 1999/08/17 Izmit earthquake (Bouchon et al. [2001]) had a bilateral rupture and the 2013/01/05 Mw 7.5 Craig earthquake (Yue et al. [2013]) is not included in the catalog because of its too complex ASTFs.

Our catalog also displays strike-slip earthquakes that were not clearly identified as fast or supershear earthquakes. The clearest example is likely the the 2009/05/28 Mw 7.4 Honduras earthquake, for which we find a rupture duration of 55 s and a rupture velocity of 4105 m/s. Our findings are strongly supported by the associated rupture length of 226 km, consistent with the GPS and aftershock study of Graham et al. [2012]. With a depth of 24 km, this earthquake is very likely to have at least a large part of its rupture in the supershear regime. The 1997/05/10 Mw 7.3 Zirkuh earthquake in Iran, with $V_r = 3162 \text{ m/s}$ for a 40 s duration, leads to a rupture length of 126 km, also consistent with surface ruptures observations (Sudhaus and Jónsson [2011]). We also find a group of earthquakes with moderate magnitudes ($6.6 \leq M_w \leq 7$) and fast ruptures ($3100 \text{ m/s} \leq M_w \leq 4100 \text{ m/s}$) along the oceanic transform faults. This is the case of the 2007/11/10 Macquarie, the 2012/08/30 Jan Mayen, the 2013/10/24 South Sandwich and the 2013/11/25 Falkland earthquakes. These events directly show that fast ruptures are not limited to very large earthquakes.

Given the uncertainties in V_r and C_S , and the fact that we only detect average properties, it is difficult to assert the presence of a supershear phase during the earthquake rupture propagation. On the other hand, we show that earthquakes very rarely have their whole rupture propagation in the supershear regime, and that they do not appear to propagate at the P wave velocity over long distances. Our catalog confirms that most of the earthquakes propagate in the subshear regime, and that faster earthquakes exist, but clearly remains a minority.

4.4 Anticorrelation between stress drop and rupture velocity

4.4.1 Stress drop estimation including rupture velocity determinations

In observational seismological studies, systematic estimates of earthquakes source parameters are of key interest. For example, the static stress drop $\Delta\sigma$ describes if the rupture is compact or spread out, with $\Delta\sigma \propto \mu\Delta\epsilon$ (μ is the rigidity and the strain drop $\Delta\epsilon$ is itself proportional to ratio of the average slip to the fault dimension). $\Delta\sigma$ can be estimated from the corner frequency (f_c) of the source spectra in a Brune's model (Brune [1970]) (e.g. Allmann and Shearer [2009], Uchide et al. [2014]), where f_c varies as $V_r\Delta\sigma^{\frac{1}{3}}$. Assuming that V_r is a constant proportional to C_S , $f_c \propto \Delta\sigma^{\frac{1}{3}}$ and

the stress drop can be calculated. Another approach is to measure the moment-scaled duration T^s (or, similarly the moment-scaled peak) from STFs (done for example with the SCARDEC database by Vallée [2013] and Courboulex et al. [2016]), which varies as $\frac{1}{V_r \Delta\sigma^{\frac{1}{3}}}$ for a bi-dimensional growing rupture. Similarly as for f_c , the conversion of T^s into stress drop implies that V_r is a constant proportional to C_S . However, if the latter assumption is not valid, characterizing variations of f_c or T^s in terms of stress drop variations can be misleading. If the ambiguity cannot be resolved, f_c or T^s variations should be related to both $\Delta\sigma$ and V_r variations (Chounet and Vallée [2014]). This ambiguity may also be problematic for characterizing the stress drop variability. For instance, Kaneko and Shearer [2015] showed that the stress drop variability revealed by f_c -based studies may be essentially attributed to variations of the rupture velocity.

In this study, the independent measurement of V_r , T and M_0 allows us to estimate the stress drop variations and to explore the possible interlinks between V_r , T^s , and $\Delta\sigma$. We first proceed assuming a bi-dimensional model, which will be discussed in a second step in light of our dataset. Derivation of the seismic moment expression in a bi-dimensional rupture model gives :

$$M_0 \propto \mu D L^2, \quad (4.5)$$

$$M_0 \propto \Delta\sigma L^3, \quad (4.6)$$

$$M_0 \propto \Delta\sigma (TV_r)^3, \quad (4.7)$$

$$\Delta\sigma \propto \frac{M_0}{(TV_r)^3}, \quad (4.8)$$

where D is the average slip, and L the rupture length, with $L = TV_r$. Introducing the moment-scaled duration, $T^s = T \left(\frac{M_0^{ref}}{M_0}\right)^{\frac{1}{3}}$ ($M_0^{ref} = 10^{19} N.m$) in equation 4.8, it appears that T^s varies as $\frac{1}{V_r \Delta\sigma^{\frac{1}{3}}}$. In equation 4.8, $\Delta\sigma$ variations thus depend on two parameters independently obtained (T^s and V_r), that might be correlated or not. In case of independence between $\Delta\sigma$ and V_r , an anticorrelation between T^s and V_r should be observed. A representation of T^s as a function of V_r is shown in figure 4.10 (a). From our catalog, no correlation between these two parameters is found ($C = -0.04$, with $C = \frac{Cov(T_{log}^s, V_{r log})}{\sqrt{Var(T_{log}^s) \cdot Var(V_{r log})}}$, with Cov being the covariance, Var the variance, and X_{log} referring to the decimal logarithm of variable X). It is noteworthy to mention that no correlation is found between M_0 and V_r , between T and V_r , or between T^s and M_0 from our dataset. We then compute a parameter proportional to stress drop, referred as $\Delta\sigma_p$, using equation 4.8 : $\Delta\sigma_p = \frac{M_0}{(TV_r)^3}$. $\Delta\sigma_p$ has the dimension of a stress drop (Pa), but its absolute value should not be directly compared to an actual stress drop value because no proportionality constant is set to estimate it. Rather than computing absolute stress drop estimates which can suffer from rupture model assumptions, we

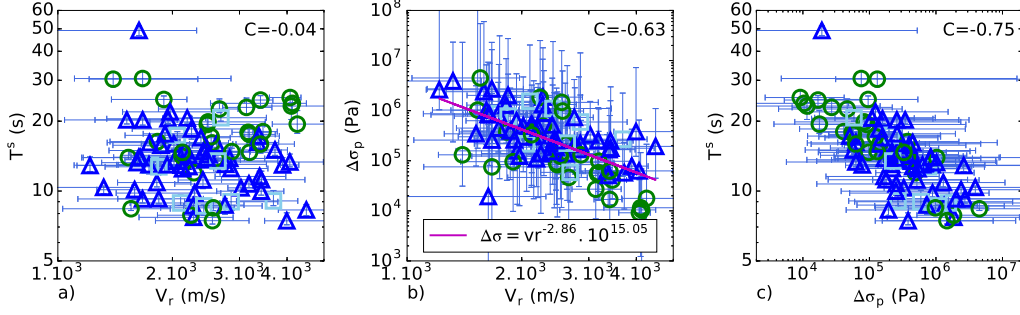


FIGURE 4.10 – (a) Scaled duration T^s (with a bi-dimensional scaling) versus rupture velocity for all the earthquakes of the catalog. (b) $\Delta\sigma_p$ versus V_r . (c) $\Delta\sigma_p$ versus T^s . For the three subfigures, the corresponding correlation coefficient is shown. A linear regression is proposed (magenta line and equation in the inset) between $\log(\Delta\sigma_p)$ and $\log(V_r)$. The three colors indicate the faulting type : blue triangles, light blue squares, and green circles represent thrust, normal, and strike-slip earthquakes, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

here prefer to focus on the variations of the stress drop with respect to the other source parameters. As expected from the absence of correlation between T^s and V_r , the stress drop $\Delta\sigma_p$ and the rupture velocity V_r are significantly anticorrelated ($C = -0.63$, figure 4.10 (b)). Consistently, we find that the normalized source duration T^s is strongly anticorrelated with the stress drop ($C = -0.75$, figure 4.10 (c)), which supports stress drop estimates using f_c or T^s . No significant correlation is found between $\Delta\sigma_p$ and M_0 , and between $\Delta\sigma_p$ and T ($C = 0.3$ and $C = 0.02$, respectively, the larger C found for M_0 being related to the selection bias of small earthquakes with long durations, explained in section 4.2.3.2).

Our dataset consists of ruptures whose directions of propagation are dominantly unilateral, so that their directivity can be explained by a Haskell-like model. In the original Haskell model, rupture starts from a line of width W , which produces a uni-dimensional scaling. However this end-member scaling is not well-suited for most ruptures of our catalog. In real ruptures, unless L is significantly larger than W , the rupture growing from hypocenter spreads over the fault surface for the major part of the moment rate release, and hence, scales as a bi-dimensional rupture. Here, the uni-dimensional/bi-dimensional terms refer to the growth of the ruptured area, while the unilateral/bilateral terms refer to the asymmetry of hypocenter location relative to the ruptured area. Based on the subset of earthquakes with M_0 larger than $3 \cdot 10^{19} N.m$ (which avoids the selection bias of smaller magnitude earthquakes with long durations), the linear regression between $\log(M_0)$ and $\log(T)$ provides a slope of 0.32, which means that most of the unilateral earthquakes of our catalog are bi-dimensional. This can be explained in our catalog by the abundance of thrust subduction earthquakes, which can rupture both along-dip or along-strike (see section 4.3.1), implying that in most of these cases the rupture length to rupture width ratio, $\frac{L}{W}$, does not reach large values.

Ruptures with large $\frac{L}{W}$ ratio however exist (in particular the long strike-slip earthquakes), and in this case of uni-dimensional growth, stress drop should be computed using $\frac{D}{W}$, i.e. the ratio of average slip to the smallest fault dimension (e.g. [Scholz \[1982\]](#)). Thus, in a constant stress drop hypothesis, seismic moment should scale with rupture length L , instead of L^3 in the bi-dimensional case (e.g. [Scholz \[1982\]](#), [Romanowicz \[1992\]](#)). However, analysis of sparse catalogs of long ruptures has led to different conclusions. Whether slip grows with W ([Romanowicz \[1992\]](#), [Romanowicz and Ruff](#)

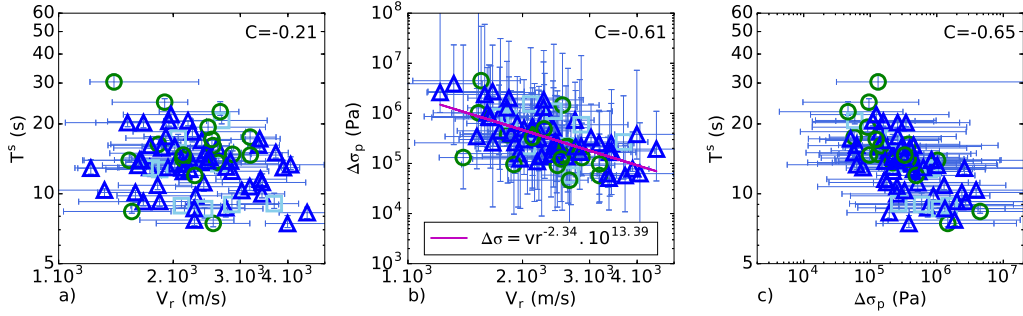


FIGURE 4.11 – (a), (b) and (c) Same as figure 4.10, but after removal of the earthquakes with a uni-dimensional rupture character.

[2002]), implying a constant stress drop with M_0 , or with L ([Scholz \[1982\]](#)), implying an increasing stress drop with M_0 , has been an ongoing controversy. More complex interpretations where slip grows with L , but at a decreasing rate, have also been proposed ([Mai and Beroza \[2000\]](#), [Shaw and Scholz \[2001\]](#)). Such analyses based on our catalog are not possible because of the too small number of long ruptures. We thus prefer to exclude the long ruptures, and consider here a catalog consistent with the bi-dimensional assumption. For strike-slip and normal faulting earthquakes, ruptures with $L \geq 80 \text{ km}$, and for thrust faulting earthquakes, ruptures with $L \geq 250 \text{ km}$, are considered as uni-dimensional and hence, excluded. This removes 14 earthquakes over 96, with 13 strike-slip or normal faulting earthquakes, and 1 thrust faulting earthquake (the 2006/07/17 Mw 7.8 Java earthquake). Using the reduced catalog, the figure 4.11 (a) shows almost no correlation between T^s and V_r ($C = -0.21$). The difference in correlation coefficient between figure 4.10 (a) and figure 4.11 (a) can be attributed to the removal of both fast and long duration ruptures (i.e. long ruptures) of the catalog. The anticorrelation between $\Delta\sigma_p$ and V_r is still observed, with a coefficient ($C = -0.63$) similar to the value found for the whole catalog (figure 4.11 (b)), and stress drop is also anticorrelated with T^s ($C = -0.65$, figure 4.11 (c)). We see in figures 4.10 and 4.11 that the correlations trends do not depend on faulting type.

Our observations indicate that for a given seismic moment, a large average rupture velocity is not compensated by a short source duration, and therefore tends to favor low strain drops and low stress drops. A similar observation was found during the 2003 Big Bear sequence ([Tan and Helmberger \[2010\]](#)), using apparent STF of earthquakes

with $Mw \simeq 3 - 5$. A physical explanation of this anticorrelation can be found when considering the plastic off-fault damage during rupture propagation. As shown by numerical experiments of dynamic ruptures (Templeton and Rice [2008], Gabriel et al. [2013]), the off-fault plastic deformation reduces rupture speed because less energy is available for rupture propagation. These experiments also show that intensity and extension of the off-fault plasticity are increased when the surrounding rocks undergo a high stress level, making them closer to the elastic-plastic transition. Such conditions of high pre-stress finally offer the potential for a large stress drop when rupture occurs, meaning that large stress drops are expected to preferentially occur in contexts prone to off-fault damage. Although high stress drop would favor rupture propagation in a purely elastic case, the numerical simulations of Gabriel et al. [2013] suggest that the effect of off-fault plastic deformation on rupture velocity can become dominant, resulting in an anticorrelation between stress drop and rupture velocity. We finally report the work of Manighetti et al. [2007], who found from fault slip profiles that stress drop is reduced for ruptures on mature faults relative to immature ones. Combined with the recent work of Perrin et al. [2016] who observed that mature faults tend to favor fast rupture velocities, these studies also suggest that rupture velocity and stress drop are anticorrelated.

4.4.2 Implication for ground motion variability

Seismic hazard studies require the prediction of ground motions caused by potential future earthquakes, including an estimation of the median and the variability. At high frequency, the ground motion is classically represented by the Peak Ground Acceleration (PGA), which is commonly related to the corner frequency using the random vibration theory. Assuming a classical Brune source model (Brune [1970]) with constant rupture velocity, Cotton et al. [2013] obtained that : $PGA \propto f_c^{5/2} \propto \Delta\sigma^{5/6}$ and hence :

$$\sigma_{PGA} \propto \frac{5}{6} \sigma_{\Delta\sigma}, \quad (4.9)$$

where σ_{PGA} and $\sigma_{\Delta\sigma}$ are the variability of PGA and $\Delta\sigma$, respectively, assuming log-normal distributions. As such, the variability in stress drop directly affects all ground motion simulations. Using equation 4.9, Cotton et al. [2013] showed that if the stress drop variability is calibrated from f_c -based measurements, the obtained PGA variability is far above the observed between-event variability reported by Ground Motion Prediction Equations. Oth et al. [2017] reached the same conclusion by analyzing a dataset of $\simeq 1900$ Japanese events. Recently, Causse and Song [2015] used a similar approach as Cotton et al. [2013] but removed the assumption of a constant rupture velocity. They obtained that the PGA variability is then expressed as :

$$\sigma_{PGA} = \sqrt{5.76\sigma_{V_r}^2 + 0.64\sigma_{\Delta\sigma}^2 + 3.84\sigma_{V_r} \cdot \sigma_{\Delta\sigma} \cdot CORR}, \quad (4.10)$$

where σ_{V_r} is the rupture velocity variability and CORR is the coefficient of correlation between $\log(\Delta\sigma)$ and $\log(V_r)$. Equation 4.10 shows that the anticorrelation revealed by our analysis of source time functions (CORR=-0.61) is an effective way to reduce the PGA variability. Causse and Song [2015] suggest that $CORR < -0.5$ is necessary to match the observed PGA between-event variability. Considering anticorrelation between stress drop and rupture may then be important for designing suitable rupture scenarios for seismic hazard studies. It is noteworthy that equation 4.10 only depends on the average stress drop and the average rupture velocity and is based on the random vibration theory. The PGA is also affected by local source processes at characteristic frequencies larger than f_c , which may modify equation 4.10 (Archuleta and Ji [2016]).

4.5 Conclusion

Using the directivity of the SCARDEC apparent source time functions, we were able to quantitatively constrain the average rupture velocity and rupture propagation for earthquakes ($M_w \geq 6$) with dominant unilateral ruptures. This automatic method is successfully applied to 96 earthquakes that exhibit resolvable directivity. The earthquakes rupture propagations show a predominance of up-dip relative to down-dip propagation in subduction context. This general tendency can be related to the material contrast across the subduction interface. Fast ruptures, that possibly include a supershear phase, are observed for a minority of earthquakes (23), with both strike-slip and dip-slip mechanisms. This subgroup includes some well-known supershear ruptures and also undocumented events (with Mw between 6.4 and 7.5). The combined measurement of seismic moment, rupture velocity and rupture duration provides an estimate of the stress drop. We show from our catalog that rupture velocity is anticorrelated with the stress drop. For example, slow rupture and large slip for tsunami-earthquakes support this observation. Such anticorrelation provides a clue to understand the discrepancy between observed and predicted peak ground acceleration (PGA) variability. As shown by Causse and Song [2015], anticorrelation between stress drop and rupture velocity reduces the predicted PGA variability, and brings it closer to the observed variability.

4.6 Acknowledgements

This work has benefited from fruitful discussions with Sébastien Hok, Harsha S. Bhat, Claudio Satriano and Alexandre Schubnel. We thank two anonymous reviewers for their detailed and constructive comments. We are grateful to the FDSN, for the public availability of the broadband seismograms of the global network, and to the IRIS Data Center and IGP data center for easy access to the data. Most numerical

computations were performed on the S-CAPAD platform, IPGP, France. This study has been supported by the IFMORE project (AO INSU ALEAS 2014), the AGIR-POLE-PAGE (Université Grenoble Alpes) and Tellus-ALEAS (CNRS-INSU) research funds.

4.7 Références

- Allmann, B. P. and Shearer, P. M. (2009). Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 114(B1). 75, 90
- Ammon, C. J., Kanamori, H., Lay, T., and Velasco, A. A. (2006). The 17 July 2006 Java tsunami earthquake. *Geophysical Research Letters*, 33(24). 88
- Andrews, D. (1976). Rupture velocity of plane strain shear cracks. *Journal of Geophysical Research*, 81(32) :5679–5687. 88
- Andrews, D. J. and Ben-Zion, Y. (1997). Wrinkle-like slip pulse on a fault between different materials. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 102(B1) :553–571. 87
- Antolik, M., Abercrombie, R. E., Pan, J., and Ekström, G. (2006). Rupture characteristics of the 2003 M_w 7.6 mid-Indian Ocean earthquake : Implications for seismic properties of young oceanic lithosphere. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B4). 89
- Archuleta, R. J. and Ji, C. (2016). Moment rate scaling for earthquakes $3.3 \leq M \leq 5.3$ with implications for stress drop. *Geophysical Research Letters*, 43(23). 95
- Ben-Zion, Y. and Andrews, D. (1998). Properties and implications of dynamic rupture along a material interface. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(4) :1085–1094. 87
- Bilek, S., Lay, T., and Ruff, L. (2004). Radiated seismic energy and earthquake source duration variations from teleseismic source time functions for shallow subduction zone thrust earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 109(B9). 75
- Bouchon, M., Bouin, M.-P., Karabulut, H., Toksöz, M. N., Dietrich, M., and Rosakis, A. J. (2001). How fast is rupture during an earthquake? New insights from the 1999 Turkey earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 28(14) :2723–2726. 76, 90
- Bouchon, M. and Vallée, M. (2003). Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 Kunlunshan earthquake. *Science*, 301(5634) :824–826. 89

- Brune, J. N. (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 75(26) :4997–5009. [90](#), [94](#)
- Caldeira, B., Bezzeghoud, M., and Borges, J. F. (2010). DIRDOP : a directivity approach to determining the seismic rupture velocity vector. *Journal of seismology*, 14(3) :565–600. [75](#)
- Causse, M. and Song, S. G. (2015). Are stress drop and rupture velocity of earthquakes independent ? Insight from observed ground motion variability. *Geophysical Research Letters*, 42(18) :7383–7389. [76](#), [94](#), [95](#)
- Chounet, A. and Vallée, M. (2014). Systematic characterization of radiated energy and static stress drop of global subduction earthquakes from source time functions analysis. *AGU Fall Meeting Abstracts (Vol. 1, p. 01)*. [75](#), [91](#)
- Chounet, A., Vallée, M., Causse, M., and Courboux, F. (2017). Global catalog of earthquake rupture velocities shows anticorrelation between stress drop and rupture velocity. *Tectonophysics*. [74](#)
- Convers, J. and Newman, A. (2011). Global evaluation of large earthquake energy from 1997 through mid-2010. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116(B8). [75](#)
- Cotton, F., Archuleta, R., and Causse, M. (2013). What is sigma of the stress drop ? *Seismological Research Letters*, 84(1) :42–48. [94](#)
- Courboux, F., Vallée, M., Causse, M., and Chounet, A. (2016). Stress-drop variability of shallow earthquakes extracted from a global database of source time functions. *Seismological Research Letters*. [75](#), [91](#)
- Dunham, E. M. and Archuleta, R. J. (2004). Evidence for a supershear transient during the 2002 Denali fault earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(6B) :S256–S268. [76](#), [89](#)
- Dziewonski, A., Chou, T.-A., and Woodhouse, J. (1981). Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 86(B4) :2825–2852. [75](#)
- Gabriel, A.-A., Ampuero, J.-P., Dalguer, L., and Mai, P. M. (2013). Source properties of dynamic rupture pulses with off-fault plasticity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(8) :4117–4126. [94](#)
- Graham, S. E., DeMets, C., DeShon, H. R., Rogers, R., Maradiaga, M. R., Strauch, W., Wiese, K., and Hernandez, D. (2012). GPS and seismic constraints on the m= 7.3 2009 Swan Islands earthquake : implications for stress changes along the Motagua fault and other nearby faults. *Geophys. J. Int*, 190 :1625–1639. [90](#)

- Haskell, N. (1964). Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 54(6A) :1811–1841. [75](#)
- Houston, H. (2001). Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 106(B6) :11137–11150. [75](#)
- Kane, D. L., Shearer, P. M., Goertz-Allmann, B. P., and Vernon, F. L. (2013). Rupture directivity of small earthquakes at Parkfield. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(1) :212–221. [76](#), [87](#)
- Kaneko, Y. and Shearer, P. (2015). Variability of seismic source spectra, estimated stress drop, and radiated energy, derived from cohesive-zone models of symmetrical and asymmetrical circular and elliptical ruptures. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(2) :1053–1079. [91](#)
- Kennett, B. and Engdahl, E. (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophysical Journal International*, 105(2) :429–465. [xi](#), [78](#), [80](#)
- Lengliné, O. and Got, J.-L. (2011). Rupture directivity of microearthquake sequences near Parkfield, California. *Geophysical Research Letters*, 38(8). [75](#), [76](#), [87](#)
- Lentas, K., Ferreira, A., and Vallée, M. (2013). Assessment of SCARDEC source parameters of global large ($M_w \geq 7.5$) subduction earthquakes. *Geophysical Journal International*, 195(3) :1989–2004. [75](#)
- Mai, P. M. and Beroza, G. C. (2000). Source scaling properties from finite-fault-rupture models. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(3) :604–615. [93](#)
- Manighetti, I., Campillo, M., Bouley, S., and Cotton, F. (2007). Earthquake scaling, fault segmentation, and structural maturity. *Earth and Planetary Science Letters*, 253(3) :429–438. [94](#)
- McGuire, J. J., Zhao, L., and Jordan, T. H. (2002). Predominance of unilateral rupture for a global catalog of large earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(8) :3309–3317. [76](#), [79](#)
- Oth, A., Miyake, H., and Bindi, D. (2017). On the relation of earthquake stress drop and ground motion variability. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*. [94](#)
- Park, S. and Ishii, M. (2015). Inversion for rupture properties based upon 3-D directivity effect and application to deep earthquakes in the Sea of Okhotsk region. *Geophysical Journal International*, 203(2) :1011–1025. [75](#)

- Pérez-Campos, X. and Beroza, G. C. (2001). An apparent mechanism dependence of radiated seismic energy. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 106(B6) :11127–11136. [75](#)
- Perrin, C., Manighetti, I., Ampuero, J.-P., Cappa, F., and Gaudemer, Y. (2016). Location of largest earthquake slip and fast rupture controlled by along-strike change in fault structural maturity due to fault growth. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 121 :2. [94](#)
- Romanowicz, B. (1992). Strike-slip earthquakes on quasi-vertical transcurrent faults : Inferences for general scaling relations. *Geophysical Research Letters*, 19(5) :481–484. [93](#)
- Romanowicz, B. and Ruff, L. (2002). On moment-length scaling of large strike slip earthquakes and the strength of faults. *Geophysical research letters*, 29(12). [93](#)
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—I. Searching a parameter space. *Geophys. J. Int*, 138 :479–494. [84](#)
- Scholz, C. H. (1982). Scaling laws for large earthquakes : consequences for physical models. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(1) :1–14. [93](#)
- Shaw, B. E. and Scholz, C. H. (2001). Slip-length scaling in large earthquakes : Observations and theory and implications for earthquake physics. *Geophysical Research Letters*, 28(15) :2995–2998. [93](#)
- Simmons, N. A., Myers, S. C., Johannesson, G., and Matzel, E. (2012). LLNL-G3Dv3 : Global P wave tomography model for improved regional and teleseismic travel time prediction. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 117(B10). [xi](#), [78](#), [80](#)
- Sudhaus, H. and Jónsson, S. (2011). Source model for the 1997 Zirkuh earthquake ($M_w= 7.2$) in Iran derived from JERS and ERS InSAR observations. *Geophysical Journal International*, 185(2) :676–692. [90](#)
- Takeuchi, N. (2012). Detection of ridge-like structures in the Pacific large low-shear-velocity province. *Earth and Planetary Science Letters*, 319 :55–64. [xi](#), [78](#), [80](#)
- Tan, Y. and Helmberger, D. (2010). Rupture directivity characteristics of the 2003 Big Bear sequence. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(3) :1089–1106. [93](#)
- Templeton, E. L. and Rice, J. R. (2008). Off-fault plasticity and earthquake rupture dynamics : 1. Dry materials or neglect of fluid pressure changes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113(B9). [94](#)

- Uchide, T., Shearer, P. M., and Imanishi, K. (2014). Stress drop variations among small earthquakes before the 2011 Tohoku-oki, Japan, earthquake and implications for the main shock. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(9) :7164–7174. [90](#)
- Vallée, M. (2013). Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude. *Nature communications*, 4. [75](#), [91](#)
- Vallée, M., Charléty, J., Ferreira, A. M., Delouis, B., and Vergoz, J. (2011). SCARDEC : a new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution. *Geophysical Journal International*, 184(1) :338–358. [75](#), [80](#)
- Vallée, M. and Douet, V. (2016). A new database of source time functions (stfs) extracted from the SCARDEC method. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. [75](#)
- Vallée, M. and Dunham, E. M. (2012). Observation of far-field mach waves generated by the 2001 Kokoxili supershear earthquake. *Geophysical Research Letters*, 39(5). [76](#), [89](#)
- Wang, D., Mori, J., and Koketsu, K. (2016). Fast rupture propagation for large strike-slip earthquakes. *Earth and Planetary Science Letters*, 440 :115–126. [76](#), [89](#)
- Wang, E. and Rubin, A. M. (2011). Rupture directivity of microearthquakes on the san andreas fault from spectral ratio inversion. *Geophysical Journal International*, 186(2) :852–866. [87](#)
- Warren, L. M. and Shearer, P. M. (2006). Systematic determination of earthquake rupture directivity and fault planes from analysis of long-period P-wave spectra. *Geophysical Journal International*, 164(1) :46–62. [75](#), [76](#), [84](#)
- Yagi, Y. (2004). Source rupture process of the 2003 Tokachi-oki earthquake determined by joint inversion of teleseismic body wave and strong ground motion data. *Earth, planets and space*, 56(3) :311–316. [84](#)
- Yue, H., Lay, T., Freymueller, J. T., Ding, K., Rivera, L., Ruppert, N. A., and Koper, K. D. (2013). Supershear rupture of the 5 January 2013 Craig, Alaska (M_w 7.5) earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(11) :5903–5919. [90](#)

4.8 Supplementary material

TABLE 4.2 – List of the 96 earthquakes from our rupture catalog. The four main rupture parameters are reported here, with their respective uncertainties : rupture velocity V_r , rupture propagation angle ξ , asymmetry ratio x_{fm} , m , r , m_{weight} , r_{weight} correspond respectively to the misfit, the ratio of misfit to a point source model misfit, and their corresponding values when stations are weighted. Focal depth (z), moment magnitude (M_w) and focal mechanism come from the SCARDEC database.

Event	z (km)	M_w (strike, dip, rake) (°)	V_r (m/s)	T (min, max) (s)	T (min, max) (s)	Rupture propagation (min, max) (°)	Asymmetry (min,max)	m	r	m_{weight}	r_{weight}
19930608 NEAR EAST COAST OF KAMCHATKA	52	7.5 (228, 30, 97)	1866 (1395, 2255)	44.1 (41.0, 45.4)	157 (132, 179)	0.5 (0.4, 0.5)	0.38	0.74	0.39	0.64	
19941004 KURIL ISLANDS	46	8.4 (194, 20, 48)	2274 (1634, 2886)	59.3 (56.2, 60.9)	-26 (-50, -12)	0.3 (0.2, 0.4)	0.36	0.80	0.35	0.67	
19941009 KURIL ISLANDS	34	7.2 (246, 29, 120)	2271 (1616, 2781)	17.8 (16.8, 18.4)	-24 (-45, -5)	0.4 (0.4, 0.5)	0.37	0.82	0.33	0.76	
19941228 OFF EAST COAST OF HONSHU JAPAN	27	7.7 (176, 15, 64)	3718 (3016, 4010)	53.6 (50.8, 54.9)	-98 (-104, -87)	0.6 (0.5, 0.7)	0.41	0.60	0.41	0.51	
19950730 NEAR COAST OF NORTHERN CHILE	23	8.1 (3, 23, 103)	2851 (2566, 3563)	69.9 (68.2, 72.5)	153 (135, 163)	0.3 (0.3, 0.4)	0.24	0.59	0.27	0.48	
19951009 NEAR COAST OF NORTHERN CHILE	15	7.9 (311, 22, 102)	2187 (1886, 2446)	87.5 (83.4, 87.9)	-18 (-20, 18)	0.3 (0.3, 0.3)	0.29	0.77	0.29	0.66	
19951019 RYUKYU ISLANDS JAPAN	27	6.4 (38, 8, -85)	2060 (1502, 2344)	13.1 (12.5, 13.6)	-74 (-103, -67)	0.5 (0.4, 0.5)	0.37	0.82	0.31	0.71	
19951203 KURIL ISLANDS	21	7.9 (239, 20, 118)	2110 (1791, 2423)	55.7 (53.6, 56.7)	180 (155, 180)	0.6 (0.6, 0.6)	0.22	0.61	0.24	0.48	
19960203 YUNNAN CHINA	12	6.6 (7, 40, -59)	2680 (2242, 3530)	20.1 (19.5, 21.6)	159 (148, 177)	0.5 (0.4, 0.5)	0.45	0.81	0.49	0.73	
19960217 IRIAN JAYA REGION INDONESIA	12	8.2 (85, 13, 43)	2561 (1862, 2907)	50.5 (49.1, 54.4)	180 (169, 180)	0.5 (0.4, 0.6)	0.41	0.72	0.46	0.67	
19960225 OFF COAST OF GUERRERO MEXICO	12	7.1 (300, 21, 102)	1669 (1129, 2021)	16.4 (15.7, 17.3)	131 (105, 154)	0.6 (0.5, 0.7)	0.36	0.80	0.40	0.72	
19960722 MINAHASSA PENINSULA SULAWESI	37	6.9 (259, 72, 91)	1633 (1402, 2072)	20.6 (20.1, 21.6)	172 (136, 180)	0.5 (0.4, 0.5)	0.31	0.87	0.31	0.79	
19960723 SOUTH OF FIJI ISLANDS	8	6.5 (290, 50, -43)	4130 (2517, 4496)	21.6 (20.1, 22.7)	177 (151, 180)	0.4 (0.4, 0.5)	0.52	0.70	0.59	0.64	
19961112 NEAR COAST OF PERU	26	7.8 (312, 31, 60)	2491 (2085, 3027)	55.9 (53.8, 60.7)	-160 (-175, -144)	0.8 (0.7, 0.9)	0.28	0.67	0.33	0.62	
19970111 MICHOACAN MEXICO	40	7.1 (290, 85, -107)	1750 (1103, 2538)	23.4 (21.9, 24.8)	163 (-180, -127)	0.4 (0.3, 0.4)	0.33	0.80	0.35	0.69	
19970227 PAKISTAN	13	7.0 (323, 20, 138)	2602 (2107, 3495)	22.0 (20.3, 22.9)	150 (142, 179)	0.6 (0.5, 0.6)	0.41	0.77	0.45	0.64	
19970421 SANTA CRUZ ISLANDS	52	7.8 (178, 67, 120)	2245 (1568, 3096)	71.5 (64.6, 74.2)	7 (-12, 41)	0.5 (0.3, 0.5)	0.45	0.78	0.48	0.67	
19970510 NORTHERN AND CENTRAL IRAN	19	7.3 (162, 73, 175)	3162 (2867, 3006)	40.0 (37.4, 41.8)	-5 (-15, 0)	0.7 (0.6, 0.8)	0.44	0.67	0.48	0.61	
19970706 NEAR COAST OF CENTRAL CHILE	10	6.9 (9, 22, 103)	2126 (1756, 2385)	17.6 (18.1, 19.1)	36 (-9, 36)	0.5 (0.4, 0.5)	0.43	0.79	0.41	0.70	
19971205 NEAR EAST COAST OF KAMCHATKA	30	7.9 (35, 71, 90)	2412 (1863, 3192)	64.1 (61.4, 67.1)	-166 (-180, -135)	0.4 (0.3, 0.4)	0.32	0.70	0.37	0.68	
19980325 BALLENY ISLANDS REGION	12	8.3 (90, 71, -28)	2480 (1745, 3507)	139.5 (132.3, 147.7)	-180 (-180, 194)	0.1 (0.1, 0.2)	0.32	0.84	0.33	0.74	
19990119 NEW IRELAND REGION P.N.G.	76	7.1 (324, 55, 92)	3892 (3845, 4295)	22.5 (22.4, 24.2)	170 (170, 180)	0.5 (0.4, 0.5)	0.43	0.67	0.48	0.55	
19990304 CELEBES SEA	12	7.0 (336, 39, 71)	1938 (1428, 2388)	21.7 (20.5, 22.6)	173 (152, 191)	0.7 (0.6, 0.7)	0.31	0.72	0.41	0.75	
19990711 HONDURAS	5	6.7 (75, 80, 11)	2864 (2645, 3203)	16.8 (16.0, 17.3)	-163 (-166, -156)	0.4 (0.4, 0.4)	0.43	0.69	0.34	0.49	
19990930 OAXACA MEXICO	43	7.4 (116, 36, -95)	2417 (2140, 3440)	22.4 (20.4, 22.6)	156 (134, 179)	0.5 (0.4, 0.5)	0.36	0.75	0.36	0.63	
19991117 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	46	7.0 (106, 53, 90)	3389 (2588, 3969)	19.0 (17.9, 20.0)	-34 (-62, -21)	0.6 (0.5, 0.7)	0.42	0.68	0.58	0.66	
19991126 VANUATU ISLANDS	13	7.5 (180, 25, 90)	1518 (1252, 1886)	54.2 (52.1, 56.4)	-152 (-174, -126)	0.7 (0.6, 0.8)	0.27	0.74	0.27	0.74	
20001117 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	51	7.5 (264, 30, 87)	4067 (2841, 4982)	38.2 (36.4, 41.4)	-142 (-162, -127)	0.4 (0.3, 0.4)	0.39	0.73	0.43	0.70	
20010110 KODIAK ISLAND REGION ALASKA	26	6.9 (231, 16, 78)	1741 (1348, 2450)	23.0 (22.3, 23.0)	-61 (-76, -17)	0.5 (0.4, 0.6)	0.37	0.83	0.41	0.79	
20010116 SOUTHERN SUMATRA INDONESIA	34	6.8 (304, 18, 93)	2125 (1623, 2477)	16.4 (15.5, 16.9)	114 (105, 132)	0.5 (0.4, 0.5)	0.51	0.86	0.56	0.78	

TABLE 4.3 – (continued)

Event	z (km)	Mw (°)	(strike, dip, rake) (°)	V_r (min, max) (m/s)	T (min, max) (s)	Rupture propagation (min, max) (°)	Asymmetry (min, max)	m	r	m_{weight}	r_{weight}
20010623 NEAR COAST OF PERU	33	8.4	(163, 68, 103)	2209 (1812, 2631)	99.2 (90.7, 105.3)	-5 (-33, 30)	0.7 (0.6, 0.9)	0.31	0.70	0.35	0.62
20010821 EAST OF NORTH ISLAND N.Z.	50	7.2	(206, 49, 72)	1735 (1440, 1913)	25.4 (23.2, 25.7)	39 (33, 76)	0.6 (0.6, 0.7)	0.38	0.78	0.40	0.71
20011114 QINGHAI CHINA	21	7.9	(96, 74, -8)	3406 (3097, 3671)	116.5 (107.4, 121.7)	-1 (-5, 3)	0.6 (0.6, 0.7)	0.47	0.53	0.50	0.41
20011212 SOUTH OF AUSTRALIA	18	7.1	(172, 65, 12)	2628 (2112, 3017)	24.1 (21.6, 23.9)	175 (162, 187)	0.4 (0.4, 0.5)	0.46	0.82	0.36	0.67
20021103 CENTRAL ALASKA	25	7.9	(119, 70, -162)	3458 (3254, 3769)	81.3 (76.0, 85.9)	-1 (-7, 6)	0.7 (0.6, 0.7)	0.37	0.36	0.51	0.38
20030501 TURKEY	7	6.4	(330, 82, 173)	2542 (1878, 2807)	12.4 (11.1, 12.2)	-165 (-165, -131)	0.5 (0.5, 0.6)	0.40	0.86	0.34	0.73
20030526 HALMAHERA INDONESIA	36	6.9	(321, 33, 60)	2405 (2070, 2991)	16.0 (14.7, 16.5)	-28 (-33, 3)	0.6 (0.5, 0.6)	0.39	0.67	0.44	0.61
20030715 CARLSBERG RIDGE	22	7.6	(43, 77, -150)	4254 (3659, 5064)	63.1 (57.6, 72.2)	-0 (-6, 6)	0.8 (0.6, 1.0)	0.53	0.52	0.52	0.44
20030921 MYANMAR	15	6.6	(9, 81, -174)	2123 (1538, 2355)	15.1 (14.1, 15.2)	-5 (-13, 1)	0.6 (0.6, 0.7)	0.48	0.84	0.39	0.68
20030925 HOKKAIDO JAPAN REGION	43	8.1	(253, 20, 130)	3420 (2613, 3922)	55.3 (53.1, 58.8)	-65 (-85, -40)	0.4 (0.3, 0.4)	0.38	0.74	0.39	0.73
20041122 OFF W. COAST OF S. ISLAND N.Z.	36	7.1	(46, 41, 109)	4494 (3795, 5093)	14.8 (14.0, 15.6)	-8 (-17, 7)	0.5 (0.5, 0.6)	0.47	0.71	0.51	0.64
20041223 NORTH OF MACQUARIE ISLAND	31	8.1	(246, 89, -169)	2236 (1827, 2650)	43.8 (43.8, 51.2)	17 (7, 41)	0.4 (0.3, 0.4)	0.41	0.76	0.42	0.72
20050328 NORTHERN SUMATRA INDONESIA	23	8.5	(133, 77, 90)	1320 (867, 1565)	95.9 (89.9, 97.1)	-12 (-39, 19)	0.4 (0.4, 0.5)	0.33	0.86	0.34	0.78
20050519 NORTHERN SUMATRA INDONESIA	26	6.8	(134, 73, 91)	1973 (1479, 2557)	28.5 (26.3, 29.7)	160 (143, 180)	0.3 (0.2, 0.4)	0.39	0.81	0.39	0.76
20050909 NEW IRELAND REGION P.N.G.	78	7.7	(139, 32, 89)	3350 (3140, 3802)	59.6 (57.9, 61.9)	-14 (-26, -1)	0.5 (0.4, 0.5)	0.25	0.37	0.26	0.28
20060717 SOUTH OF JAVA INDONESIA	20	7.8	(280, 13, 83)	1634 (833, 2315)	185.1 (175.9, 194.4)	109 (74, 144)	0.4 (0.3, 0.4)	0.44	0.88	0.46	0.79
20070401 SOLOMON ISLANDS	16	8.1	(305, 30, 66)	2376 (1852, 2836)	98.7 (92.5, 102.6)	-4 (-32, 15)	0.5 (0.4, 0.6)	0.36	0.72	0.35	0.62
20070624 SOUTHERN MID-ATLANTIC RIDGE	7	6.6	(261, 86, 11)	2657 (1838, 2973)	22.3 (21.5, 24.6)	-152 (-167, -132)	0.6 (0.3, 0.6)	0.35	0.74	0.34	0.64
20070802 ANDREANOF ISLANDS ALEUTIAN IS.	30	6.8	(67, 60, 80)	2460 (1936, 2847)	18.5 (17.1, 19.2)	-35 (-53, -22)	0.4 (0.4, 0.5)	0.39	0.67	0.41	0.59
20070912 SOUTHERN SUMATRA INDONESIA	21	8.4	(335, 17, 117)	2018 (1736, 2193)	107.1 (103.4, 108.1)	4 (-5, 25)	0.5 (0.5, 0.5)	0.24	0.57	0.23	0.48
20070920 SOUTHERN SUMATRA INDONESIA	33	6.7	(310, 22, 95)	1647 (1155, 2050)	15.1 (14.5, 16.2)	86 (66, 103)	0.5 (0.4, 0.6)	0.37	0.88	0.36	0.79
20071110 NORTH OF MACQUARIE ISLAND	23	6.6	(217, 71, 168)	4076 (3596, 4351)	24.3 (22.8, 25.9)	178 (164, 180)	0.3 (0.3, 0.4)	0.47	0.65	0.46	0.53
20071114 NORTHERN CHILE	47	7.8	(354, 25, 97)	2462 (2007, 3090)	52.6 (49.0, 53.9)	165 (140, 178)	0.4 (0.4, 0.5)	0.41	0.79	0.40	0.66
20080329 OFF W. COAST OF NORTHERN SUMATRA	24	6.4	(320, 10, 98)	2018 (1656, 2673)	13.0 (12.3, 13.7)	-79 (-80, -44)	0.6 (0.6, 0.7)	0.42	0.84	0.44	0.77
20090103 IRIAN JAYA REGION INDONESIA	13	7.6	(109, 27, 66)	1591 (1266, 2282)	32.9 (29.8, 33.6)	-15 (-45, 17)	0.3 (0.3, 0.4)	0.36	0.86	0.37	0.73
20090528 NORTH OF HONDURAS	24	7.4	(67, 79, -7)	4105 (3286, 5371)	55.2 (48.3, 57.0)	-155 (-155, 218)	0.1 (0.0, 0.2)	0.40	0.77	0.44	0.64
20090715 OFF W. COAST OF S. ISLAND N.Z.	28	7.7	(33, 33, 143)	2547 (1805, 3178)	27.0 (26.1, 28.8)	138 (109, 151)	0.5 (0.4, 0.6)	0.42	0.80	0.47	0.74
20090810 ANDAMAN ISLANDS INDIA REGION	12	7.7	(191, 17, -124)	1842 (1331, 2200)	42.9 (41.3, 44.4)	-137 (-176, -130)	0.6 (0.6, 0.7)	0.40	0.84	0.38	0.78
20090816 SOUTHERN SUMATRA INDONESIA	16	6.8	(168, 30, 96)	2758 (2289, 3531)	15.8 (15.4, 17.0)	79 (67, 95)	0.4 (0.4, 0.5)	0.42	0.84	0.40	0.73
20091209 CENTRAL MID-ATLANTIC RIDGE	11	6.5	(78, 82, 172)	1397 (1209, 2332)	25.9 (24.0, 28.0)	9 (-35, 19)	0.4 (0.4, 0.5)	0.48	0.84	0.45	0.78
20100103 SOLOMON ISLANDS	12	7.1	(325, 16, 109)	1215 (1123, 2160)	23.9 (22.5, 26.0)	2 (-35, 11)	0.6 (0.5, 0.7)	0.40	0.85	0.36	0.75
20100227 NEAR COAST OF CENTRAL CHILE	20	8.8	(176, 72, 80)	1841 (1437, 2411)	117.5 (111.8, 122.9)	-180 (-180, -138)	0.5 (0.4, 0.5)	0.40	0.77	0.47	0.74
20100406 NORTHERN SUMATRA INDONESIA	19	7.7	(306, 15, 84)	1820 (1435, 2235)	40.3 (38.6, 42.0)	92 (70, 108)	0.6 (0.5, 0.6)	0.37	0.78	0.35	0.67

CHAPITRE 4. ÉTUDE DES FONCTIONS SOURCE APPARENTES :
QUANTIFIÉ LA PROPAGATION DE LA RUPTURE

TABLE 4.4 – (continued)

Event	<i>z</i> (km)	Mw (°)	(strike, dip, rake) (°)	<i>V_r</i> (m/s)	<i>V_r</i> (min, max) (s)	T (min, max) (s)	Rupture propagation (min, max) (°)	Asymmetry (min, max)	<i>m</i>	<i>r</i>	<i>m_{weight}</i>	<i>r_{weight}</i>
20100413 QINGHAI CHINA	16	6.9	(120, 85, -5)	2119 (1556, 2535)	19.3 (17.4, 20.0)	23 (-21, 34)	0.5 (0.5, 0.6)	0.44	0.81	0.38	0.62	
20100505 SOUTHERN SUMATRA INDONESIA	27	6.5	(310, 14, 92)	1912 (1676, 2360)	16.6 (15.2, 16.8)	-12 (-38, -6)	0.5 (0.5, 0.6)	0.44	0.82	0.50	0.78	
20100509 NORTHERN SUMATRA INDONESIA	36	7.3	(303, 19, 83)	2287 (1423, 2680)	21.2 (20.4, 22.6)	98 (65, 112)	0.5 (0.4, 0.5)	0.39	0.81	0.44	0.77	
20100612 NICOBAR ISLANDS INDIA REGION	31	7.4	(227, 46, 47)	3425 (2691, 4456)	29.7 (27.4, 32.3)	172 (161, 180)	0.4 (0.3, 0.5)	0.51	0.87	0.48	0.76	
20100616 IRIAN JAYA REGION INDONESIA	13	7.0	(336, 65, -162)	3187 (2617, 3862)	24.1 (22.4, 26.7)	-2 (-15, 9)	0.4 (0.3, 0.5)	0.51	0.75	0.49	0.68	
20101025 SOUTHERN SUMATRA INDONESIA	12	7.9	(320, 8, 95)	1948 (1344, 2257)	88.4 (84.3, 91.2)	41 (18, 55)	0.3 (0.3, 0.4)	0.31	0.75	0.30	0.67	
20110126 NORTHERN SUMATRA INDONESIA	24	6.1	(321, 15, 97)	1670 (1041, 2059)	11.9 (11.3, 12.4)	152 (140, 174)	0.7 (0.6, 0.7)	0.34	0.79	0.33	0.67	
20110211 NEAR COAST OF CENTRAL CHILE	13	6.9	(2, 20, 97)	1615 (1303, 1962)	19.7 (19.0, 20.6)	-8 (-31, 21)	0.5 (0.4, 0.5)	0.38	0.78	0.40	0.75	
20110322 OFF EAST COAST OF HONSHU JAPAN	9	6.4	(210, 43, -104)	2852 (2152, 3783)	7.6 (6.9, 8.5)	14 (-13, 35)	0.8 (0.7, 1.0)	0.53	0.83	0.59	0.76	
20110706 KERMADEC ISLANDS REGION	16	7.6	(15, 43, -72)	2101 (1549, 2665)	27.5 (26.8, 29.7)	-15 (-55, 0)	0.4 (0.3, 0.4)	0.35	0.84	0.38	0.79	
20110916 NEAR EAST COAST OF HONSHU JAPAN	24	6.8	(201, 15, 86)	2611 (2218, 2881)	19.0 (18.4, 20.1)	95 (82, 101)	0.8 (0.7, 0.8)	0.27	0.65	0.33	0.58	
20111021 KERMADEC ISLANDS REGION	47	7.4	(198, 39, 80)	3992 (3492, 5301)	18.2 (17.4, 19.7)	148 (123, 173)	0.4 (0.3, 0.5)	0.48	0.74	0.49	0.64	
20120110 OFF W COAST OF NORTHERN SUMATRA	12	7.2	(190, 79, -12)	1828 (1371, 2093)	33.7 (31.3, 35.5)	180 (174, 180)	0.2 (0.2, 0.2)	0.38	0.85	0.27	0.72	
20120830 JAN MAYEN ISLAND REGION	14	6.8	(109, 75, 0)	3183 (3014, 3724)	21.9 (20.4, 23.2)	-8 (-14, 8)	0.6 (0.5, 0.7)	0.48	0.63	0.42	0.49	
20121111 MYANMAR	20	6.9	(1, 66, -174)	2527 (2004, 3094)	24.2 (22.3, 25.8)	172 (158, 180)	0.6 (0.5, 0.7)	0.38	0.79	0.31	0.68	
20130201 SANTA CRUZ ISLANDS	21	6.4	(305, 20, 64)	3374 (3039, 3818)	14.3 (12.7, 14.0)	79 (47, 79)	0.5 (0.5, 0.6)	0.41	0.67	0.46	0.65	
20130228 KURIL ISLANDS	45	6.9	(49, 58, 90)	2436 (1500, 2945)	19.1 (17.7, 20.2)	-22 (-47, -6)	0.4 (0.3, 0.4)	0.47	0.84	0.51	0.77	
20130419 KURIL ISLANDS	109	7.2	(120, 8, -33)	2279 (1863, 2667)	24.6 (24.2, 26.6)	-73 (-99, -69)	0.6 (0.5, 0.7)	0.39	0.67	0.37	0.58	
20131019 GULF OF CALIFORNIA	8	6.6	(131, 79, 178)	1532 (1166, 2508)	13.7 (13.5, 14.8)	168 (143, 179)	0.7 (0.5, 0.7)	0.48	0.90	0.43	0.77	
20131024 EAST OF SOUTH SANDWICH ISLANDS	29	6.7	(81, 89, 9)	3129 (2710, 3649)	27.1 (25.4, 29.7)	-166 (-180, -142)	0.6 (0.5, 0.7)	0.37	0.50	0.30	0.37	
20131031 NEAR COAST OF CENTRAL CHILE	33	6.5	(350, 33, 90)	2748 (2024, 3083)	7.6 (6.9, 8.1)	-154 (-177, -142)	0.8 (0.8, 1.0)	0.48	0.75	0.47	0.71	
20131117 SCOTIA SEA	34	7.9	(96, 61, -11)	1670 (1106, 2850)	129.3 (121.1, 138.6)	6 (-59, 35)	0.2 (0.1, 0.3)	0.38	0.89	0.34	0.76	
20131125 FALKLAND ISLANDS REGION	16	7.0	(70, 77, 12)	3406 (2937, 4182)	25.9 (23.7, 28.9)	-7 (-11, 19)	0.3 (0.2, 0.5)	0.38	0.77	0.43	0.65	
20140418 GUERRERO MEXICO	20	7.3	(300, 20, 91)	2151 (1363, 2800)	32.0 (30.5, 33.4)	12 (-12, 42)	0.2 (0.2, 0.3)	0.38	0.83	0.38	0.77	
20140524 AEGEAN SEA	12	7.0	(73, 79, 180)	1899 (1383, 2183)	37.6 (35.3, 38.9)	6 (3, 34)	0.5 (0.4, 0.5)	0.31	0.71	0.30	0.64	
20140623 RAT ISLANDS ALEUTIAN ISLANDS	116	7.9	(214, 28, -5)	1557 (1030, 1973)	37.7 (37.0, 40.2)	-28 (-44, -6)	0.6 (0.5, 0.6)	0.33	0.79	0.38	0.78	
20141014 OFF COAST OF CENTRAL AMERICA	54	7.2	(131, 17, -90)	3683 (2945, 4268)	18.1 (17.3, 20.1)	-76 (-86, -54)	0.4 (0.3, 0.4)	0.50	0.76	0.48	0.73	
20150329 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	43	7.5	(258, 29, 90)	3177 (2028, 3369)	29.8 (28.7, 32.0)	89 (84, 108)	0.6 (0.5, 0.6)	0.40	0.82	0.47	0.80	
20150425 NEPAL	12	7.9	(102, 83, 88)	3026 (2796, 3358)	47.3 (46.2, 48.8)	15 (6, 29)	0.5 (0.5, 0.6)	0.30	0.43	0.30	0.36	
20150505 NEW BRITAIN REGION P.N.G.	47	7.5	(79, 63, 90)	2827 (2212, 3853)	38.8 (37.7, 43.1)	21 (-13, 36)	0.4 (0.3, 0.5)	0.40	0.77	0.46	0.73	
20151108 NICOBAR ISLANDS INDIA REGION	17	6.6	(322, 90, -177)	2469 (1916, 3493)	18.9 (17.9, 20.3)	180 (141, 237)	0.4 (0.4, 0.5)	0.45	0.73	0.45	0.63	
20151111 OFF COAST OF CENTRAL CHILE	16	6.9	(33, 20, 125)	2208 (1474, 2750)	19.4 (17.8, 20.1)	-2 (-19, 29)	0.4 (0.4, 0.5)	0.42	0.80	0.46	0.75	
20151204 SOUTHEAST INDIAN RIDGE	20	7.1	(178, 53, -122)	2634 (1750, 3782)	24.2 (23.1, 26.0)	16 (-10, 47)	0.3 (0.2, 0.3)	0.47	0.83	0.46	0.73	

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Sommaire

5.1	Conclusions	106
5.2	Perspectives	109
5.2.1	Paramètres de source et propriétés des failles	109
5.2.2	Efficacité radiative et énergie de fracture	110
5.2.3	Directivité des séismes profonds	111
5.2.4	Vers une caractérisation rapide et complète de la rupture sismique	112
5.3	Références	113

5.1 Conclusions

L'analyse systématique des paramètres de source macroscopiques des séismes nous permet d'en apprendre plus sur le processus sismique. Bénéficiant de l'accroissement de la densité et de la qualité des données sismologiques large-bande à l'échelle mondiale, des outils d'analyse automatiques de ces paramètres ont été développés et appliqués à la sismicité modérée à forte ($M_w \geq 5.5 \sim 6$) des trente dernières années. Parmi ces diverses méthodes, la nouvelle méthode SCARDEC (VALLÉE et al [2011], VALLÉE et DOUET [2016]) permet de retrouver simultanément le moment sismique, la profondeur moyenne, le mécanisme au foyer ainsi que les fonctions source apparentes des séismes de $M_w \geq 5.5 - 5.8$. La base de données issue de l'application de cette méthode comprend à ce jour plus de 3000 séismes, et constitue la base de données de fonctions source actuellement la plus complète. De plus, de par son approche déconvolutive, la méthode donne accès à des fonctions source apparentes qui rendent bien compte de la complexité temporelle présente dans la rupture.

L'exploitation de cette base de données dans le but de mieux comprendre les mécanismes à l'œuvre dans la rupture sismique a été le point de départ de ce travail de thèse. Nous nous sommes dans un premier temps concentrés sur l'analyse de la moyenne des fonctions source apparentes de l'onde P , qui peut être vue comme un proxy de la fonction source absolue du séisme (chapitre 3). De cette fonction source, plusieurs paramètres de source ont été extraits : le pic normalisé F_m^s , proportionnel au produit $\Delta\sigma V_r^3$ (VALLÉE [2013]) ; l'énergie radiée normalisée $\frac{E_R}{M_0}$; l'indice de complexité de la rupture, mesuré à partir de F_m^s et $\frac{E_R}{M_0}$. Parmi les différentes pistes d'exploration possibles, cet outil d'analyse a été utilisé pour étudier les propriétés des séismes de subduction. De par leur nombre, ils permettent d'effectuer une analyse statistique mondiale mais également régionale ; de par leur mécanisme (inverse), leur analyse dans la gamme télé-sismique est favorable ; enfin, de par les risques qu'ils font peser sur les populations, ils constituent un sujet d'étude particulièrement important.

1433 séismes de mécanisme inverse ou normal, de $M_w \geq 5.8$, qui ont eu lieu entre 1992 et 2015, et de profondeur $z \leq 70 \text{ km}$ ont fait l'objet de cette analyse. Sur cette gamme de magnitudes, les séismes suivent un comportement proche de l'auto-similarité, dans le sens d'une chute de contrainte et d'une énergie normalisée invariante avec la magnitude. Avec l'augmentation de la profondeur, les séismes sont en moyenne associés à une augmentation de F_m^s et $\frac{E_R}{M_0}$ surtout visible à partir de $\simeq 40 \text{ km}$, et une diminution de leur complexité. À la suite d'une classification des séismes par contexte tectonique, il apparaît que les séismes de subduction classiques (dits *interface*) sont associés à une augmentation continue de F_m^s avec la profondeur. L'indice de complexité des séismes de subduction *interface* est fort à faible profondeur, puis décroît. Ces deux caractéristiques conduisent à une énergie radiée relativement stable entre 0 et 45 km, une faible impulsivité (F_m^s) étant compensée par une forte complexité. Ces diverses observations

sont en accord avec d'autres analyses systématiques de fonctions source, notamment les travaux de [BILEK et al \[2004\]](#) et [HOUSTON \[2001\]](#).

Cette classification montre aussi que l'empreinte de l'environnement tectonique sur les propriétés de la rupture sismique est plus importante que celle du mécanisme au foyer. En particulier, les séismes *interface* sont en moyenne affectés de plus faibles valeurs de F_m^s et $\frac{E_R}{M_0}$ que les séismes des autres environnements. Cette tendance est observée de manière continue entre 0 et 70 km de profondeur. La classification en groupes tectoniques et le nombre de séismes considérés renforcent ici une tendance observée par de précédentes études, à partir de mesures de la fréquence coin ([ALLMANN et SHEARER \[2009\]](#)), de l'énergie radiée ([CHOY et BOATWRIGHT \[1995\]](#)), et de la durée normalisée des fonctions source ([HOUSTON \[2001\]](#)). Cette propriété peut être attribuée à plusieurs origines. La présence de fluides à l'interface de subduction peut diminuer le degré de friction de l'interface et induire une plus faible chute de contrainte. D'autre part, étant donné le déplacement cumulé accommodé au niveau des zones de subduction, ces zones constituent des failles matures, ce qui peut aussi être à l'origine des faibles valeurs de chute de contrainte et d'énergie radiée des séismes à l'interface de subduction.

Suite à cette caractérisation globale des séismes de subduction, une caractérisation régionale est effectuée. 803 séismes d'*interface* sont répartis en 18 grands segments de zone de subduction. Parmi ces segments, certains sont associés à des séismes majoritairement "faibles", c'est à dire affectés de faibles valeurs de F_m^s et $\frac{E_R}{M_0}$, comme par exemple les segments d'Izu-Bonin et des Mariannes, la subduction Hellénique et la zone de Nouvelle-Bretagne. Au contraire, certains segments sont associés à des séismes majoritairement impulsifs et radiatifs, comme par exemple les subductions du Pacifique est (à l'exception des zones du Nord Pérou et du Nicaragua), les îles Salomon, et la zone du Vanuatu. Il apparaît que les zones de subduction faiblement couplées ont tendance à être associées à des séismes aux ruptures peu impulsives et radiatives, et réciproquement. De fortes variations locales ont également été observées. À plusieurs reprises, des séismes peu impulsifs et radiatifs ont été observés dans des zones de faible couplage (par exemple le Nicaragua), bien qu'il y ait une exception (île de Kodiak). Ces observations suggèrent une corrélation partielle entre couplage et impulsivité des séismes, mais bénéficieraient d'une meilleure connaissance du degré de couplage en zones de subduction. Cependant, tout comme la présence de fluide à l'interface et la maturité de la zone de faille impactent probablement ensemble les propriétés des séismes de subduction, les variations des propriétés sismiques entre zones de subduction sont certainement le résultat de facteurs multiples, dont le couplage ferait partie. De plus, l'impulsivité F_m^s reflète à la fois les variations de la chute de contrainte et de la vitesse de rupture, ce qui complique l'identification précise des facteurs de contrôle de ce paramètre.

À l'issue de ce travail, nous avons constaté qu'une des limitations dans l'analyse des fonctions source moyennes est de ne pouvoir distinguer dans la valeur de F_m^s l'influence de la chute de contrainte de celle de la vitesse de rupture. Or, les fonctions

source apparentes portent une information sur la cinématique du front de rupture via l’effet directif de la propagation de la rupture sur les ondes. À partir de l’analyse de la directivité des fonctions source apparentes, il est possible de quantifier les valeurs moyennes de la direction du front de rupture et de sa vitesse.

L’objectif de notre seconde étude a donc été d’extraire de manière automatique ces paramètres à partir des fonctions source apparentes de la base de données SCARDEC (chapitre 4). Pour cela, nous nous sommes basés sur une description unilatérale de la rupture. Cette analyse se concentre sur les séismes superficiels et intermédiaires ($z \leq 100 \text{ km}$). Pour ces séismes, les ASTFs sont issues de la déconvolution des ondes directes (P ou S) mêlées à leurs réflexions locales (pP , sP ou sS). Comme toute propagation verticale est perçue de manière opposée par les phases directes et réfléchies, la directivité verticale ne peut être observée sur la fonction source résultante. Cette contrainte sismologique limite notre analyse aux propagations sub-horizontales. Il n’est cependant pas rare que la radiation d’une phase domine sur l’autre, nous permettant dans ce cas de modéliser l’effet directif complet (vertical et horizontal). Par ailleurs, une rupture sub-horizontale peut être bien résolue dès lors que l’enregistrement du séisme bénéficie d’une bonne couverture azimutale, ce qui est possible à distance télé-sismique.

L’analyse précise de la directivité à partir des ASTFs a nécessité plusieurs étapes de traitement des ASTFs. Parmi celles-ci, deux étapes nous ont paru essentielles. D’une part, les ASTFs sont issues d’une déconvolution et sont donc susceptibles de contenir des amplitudes tardives non reliées au terme source. Ce bruit peut avoir un effet très fort sur la mesure des durées apparentes des ASTFs. Un “nettoyage” des ASTFs est donc effectué, par simple comparaison entre les ASTFs et une fonction source moyenne. D’autre part, la mesure des durées apparentes était fortement affectée par les erreurs de temps d’arrivée entre le modèle 1D utilisé dans SCARDEC et le début réel des ASTFs. La prise en compte des temps d’arrivée issus de modèles de terre 3D ont grandement permis d’améliorer nos mesures.

L’application de la méthode a donné lieu à un catalogue de 96 séismes pour lesquels les paramètres de propagation sont bien contraints. Ceci constitue à notre connaissance une des plus complètes bases de données de vitesses de ruptures obtenues par une méthode systématique. L’exploration de ce catalogue nous a permis de faire différentes observations. En zones de subduction, nous avons constaté une prédominance des séismes se propageant vers la fosse par rapport à ceux se propageant vers le slab plongeant. D’un point de vue mécanique, la rigidité plus élevée de la croûte océanique face à la croûte continentale tendrait à favoriser une propagation vers la fosse (ANDREWS et BEN-ZION [1997], BEN-ZION et ANDREWS [1998] par exemple). Parmi les 96 séismes, 23 sont associés à des vitesses de rupture rapides ($V_r \geq 3100 \text{ m.s}^{-1}$), et sont donc susceptibles d’inclure une portion de rupture supershear. Ce phénomène apparaît donc minoritaire au sein du catalogue. Parmi ces séismes rapides se trouvent des ruptures bien connues, comme les séismes strike-slip du Kunlun (2001/11/14, M_w 7.9,

BOUCHON et VALLÉE [2003] et VALLÉE et DUNHAM [2012]) et de Denali (2002/11/03, M_w 7.9, DUNHAM et ARCHULETA [2004]). Nous identifions également des ruptures peu documentées dans la littérature et associées à de fortes vitesses de ruptures, qui comprennent très probablement une phase supershear. Parmi elles, le séisme strike-slip du Honduras, M_w 7.4, 2009/05/28, dont la vitesse de rupture (4105 km) et la durée (55 s) sont compatibles avec la longueur de faille obtenue par analyse géodésique et la distribution des répliques (GRAHAM et al [2012]). Nous notons également la présence de ruptures rapides en zone de subduction, comme par exemple le séisme de Tokachi-oki (25/09/2003, M_w 8.1).

Enfin, nous avons voulu tirer parti de la mesure conjointe de la vitesse de rupture et de la durée de source. La mesure de la durée normalisée, T^s , est au même titre que F_m^s un indicateur des variations du produit $\Delta\sigma V_r^3$; précisément, dans une hypothèse de rupture bi-dimensionnelle $\Delta\sigma \propto \frac{1}{(V_r T^s)^3}$. D’après nos observations, T^s ne dépend pas de V_r , ce qui implique une anticorrélation entre la chute de contrainte et la vitesse de rupture. L’observation persiste en excluant du catalogue les ruptures trop longues pour être considérées comme bi-dimensionnelles. Cette caractéristique est constatée quelque soit le mécanisme au foyer. Comme l’ont proposé CAUSSE et SONG [2015], une telle anticorrélation permet de réduire la valeur prédite de la variabilité des mouvements du sol, et de ce fait, la rapprocher de la variabilité observée.

5.2 Perspectives

À l’issue de cette thèse, nous identifions différentes pistes de travail : des aspects que nous aurions aimé creuser davantage, ainsi que des perspectives qui en découlent.

5.2.1 Paramètres de source et propriétés des failles

Au cours de ce travail, nous tentons à plusieurs reprises d’expliquer l’origine de nos observations macroscopiques effectuées aussi bien à partir des fonctions source moyennes que des fonctions source apparentes. L’hydratation de l’interface de subduction ainsi que son degré de maturité sont tous deux de bons candidats pour expliquer le caractère “faible” des séismes de subduction. Entre zones de subduction, ou au sein d’une même zone de subduction, où le degré de maturité est a priori similaire, nous mettons en avant le couplage comme facteur de contrôle principal de l’impulsivité des séismes. Enfin, l’anticorrélation entre la vitesse de rupture et la chute de contrainte, basée sur l’observation de séismes de tous contextes tectoniques, est en accord avec l’observation au niveau des failles matures continentales d’une plus forte vitesse de rupture, ainsi que d’une plus faible chute de contrainte.

L’anticorrélation observée entre la chute de contrainte et la vitesse de rupture permet de préciser les observations réalisées au chapitre 3 : comme T^s ne dépend pas de

V_r , la durée normalisée T^s se trouve être un bon proxy des variations de la chute de contrainte. L'impulsivité est donc, au même titre, un indicateur des variations de $\Delta\sigma$ plutôt que de V_r . L'observation d'une faible impulsivité pour les séismes à l'interface de subduction peut alors être assimilée à une faible chute de contrainte de ces séismes, plutôt qu'à une faible vitesse de rupture. D'ailleurs, dans le chapitre 4, des vitesses rapides ont également été trouvées pour des séismes de subductions.

Ces raisons font penser que la maturité des failles, dans le sens où elle diminue la chute de contrainte et non pas la vitesse de rupture, serait le facteur de contrôle principal des faibles valeurs d'impulsivité des séismes de subduction. Le mécanisme proposé est le suivant : l'accumulation de glissement le long de l'interface d'une faille mature, rend sa surface plus lisse, et diminue la friction de l'interface. La faille mature est alors plus "faible" et rompt relativement tôt dans le cycle sismique, ce qui favorise une faible chute de contrainte. Le lien entre maturité des failles et paramètres de source pourrait être davantage exploré à partir de notre catalogue. En nous concentrant sur les ruptures pour lesquelles la maturité, dans le sens de la quantité de déplacement long terme accommodé par une faille, peut être évaluée, il s'agirait de comparer les valeurs de nos paramètres de source au degré de maturité des failles.

Dans le chapitre 3, nos observations suggèrent qu'un fort couplage au niveau de l'interface de subduction favorise des séismes plus impulsifs et radiatifs que la moyenne. Cela est notamment mis en évidence par l'identification de séismes peu impulsifs et peu radiatifs dans des zones peu ou pas couplées. Cette observation nous incite à essayer de comprendre le lien entre couplage et impulsivité des séismes. En l'absence de couplage, le glissement se fait librement le long de l'interface, et il ne devrait pas y avoir de séisme. Les séismes que nous observons dans ces zones peu couplées résultent donc d'une perturbation de ce schéma simple. Dans ces conditions, on s'attend à ce que les ruptures se produisent dans un contexte de faible contrainte initiale, propice à une faible chute de contrainte. Il est également possible que les ruptures, qui nucléent dans des petites aspérités couplées, se propagent dans une zone conditionnellement stable, n'accumulant que peu de contrainte. À nouveau, on s'attend dans ce cas à une faible chute de contrainte moyenne. Des séismes ayant lieu dans un contexte de fort couplage sont le résultat d'une plus forte accumulation de contrainte le long de l'interface. Comparée à une zone faiblement couplée, on s'attend donc à de plus fortes chutes de contrainte.

5.2.2 Efficacité radiative et énergie de fracture

Nous avons vu dans le chapitre 1 que l'énergie libérée au cours de la rupture sismique se répartissait en différents termes : l'énergie radiée E_R , l'énergie de fracture E_G ainsi que l'énergie perdue par chaleur E_H . L'efficacité radiative $\eta = \frac{E_R}{E_R + E_G}$ permet de quantifier la part représentée par l'énergie radiée par rapport à l'énergie de fracture.

Dans le modèle dit de “slip weakening”, elle peut être calculée à partir de la formule $\eta = \frac{2\mu E_R}{M_0 \Delta\sigma} = \frac{2\sigma_a}{\Delta\sigma}$ (voir par exemple l’étude de VENKATARAMAN et KANAMORI [2004]). Dans le chapitre 4, la mesure de la vitesse de rupture nous permet de lever l’ambiguïté entre la chute de contrainte et la vitesse de rupture dans la mesure de la durée normalisée. Par ailleurs, les fonctions source moyennes donnent accès à l’énergie radiée. Il est donc possible d’estimer l’efficacité radiative pour les 96 séismes du catalogue obtenu au chapitre 4. L’analyse systématique de ce paramètre, qui offre une fenêtre sur le partitionnement énergétique des séismes, est une piste que nous souhaitons explorer.

5.2.3 Directivité des séismes profonds

Au cours de cette thèse, nous avons privilégié l’analyse des séismes superficiels à celles des séismes profonds. Pourtant, les analyses que nous avons effectuées peuvent également s’appliquer aux séismes profonds, et permettraient d’aborder les questions liées à ces séismes. Au delà de $\simeq 50 \text{ km}$, la pression des roches est telle que la contrainte tangentielle ne peut vaincre la contrainte normale comme dans un mécanisme de friction classique, et d’autres mécanismes doivent être invoqués pour expliquer l’existence de ruptures sismiques observées dans les plaques plongeantes jusqu’à $\simeq 700 \text{ km}$. Par exemple, les variations de pression et de température avec la profondeur induisent des transformations de phase dans la plaque plongeante, qui peuvent engendrer une instabilité mécanique menant à une rupture sismique. Malgré ces mécanismes différents, les propriétés des séismes profonds sont elles similaires à celles des séismes superficiels ? À partir de l’analyse de l’impulsivité des fonctions source moyennes de SCARDEC, VAL-LÉE [2013] a pu montrer une invariance de la chute de déformation $\Delta\epsilon$ entre les séismes superficiels et profonds. Néanmoins, au sein de ce comportement moyen, des séismes aux propriétés très différentes ont été identifiés par divers auteurs. Par exemple, une vitesse de rupture très rapide, et possiblement supershear, a été observée pour le séisme d’Okhotsk, 2013 (M_w 6.7, $z = 642 \text{ km}$), réplique du grand séisme d’Okhotsk, M_w 8.4 (ZHAN et al [2014]). À l’opposé, le séisme de Bolivie (1994, M_w 8.2, $z = 647 \text{ km}$) est associée à une vitesse de rupture très faible ($V_r \leq 2 \text{ km.s}^{-1}$) et une chute de contrainte très forte, $\Delta\sigma \geq 110 \text{ MPa}$ (KIKUCHI et KANAMORI [1994], et VENKATARAMAN et KANAMORI [2004]). La réplique du séisme d’Okhotsk est donc associée à une forte efficacité radiative, au contraire du séisme de Bolivie, qui est associée à une rupture très dissipative. Cette dualité de comportement a également été mise en évidence par YE et al [2016] dans le cas d’un doublet de séismes profonds au Pérou, en 2015.

À la vue de cette diversité, nous souhaiterions analyser la propagation des séismes profonds de manière systématique, en étendant la méthode développée dans le chapitre 4. Ceci nous permettrait également d’étudier la valeur moyenne du rapport $\frac{V_r}{C_S}$ (C_S étant la vitesse des ondes S) avec la profondeur. La séparation nette des phases directes et réfléchies des séismes profonds permet théoriquement d’observer la directivité aussi bien

horizontale que verticale sur les ASTFs. Bien qu'en théorie observable, une directivité verticale est en réalité difficile à résoudre à partir des ASTFs d'ondes directes dans la gamme téléseismique, car la gamme de distance épacentrale est trop étroite pour bien échantillonner l'effet directif. Les solutions obtenues sont donc fortement non uniques. Pour cette raison, notre méthode n'a pas été appliquée aux séismes profonds. Une manière de résoudre la directivité verticale serait d'effectuer l'extraction des ASTFs à partir d'une des phases réfléchies. Parmi celles-ci, seule la sS est isolée (pP et sP sont mélangées) et peut donc faire l'objet d'une déconvolution. La prise en compte de ces phases permettrait d'échantillonner la partie supérieure de la sphère focale, posant des contraintes fortes sur la composante verticale de la propagation.

Une autre observation intéressante est théoriquement possible au sujet des séismes profonds. Dans le cas d'une rupture supershear, si l'onde S (ou sS) est émise dans la direction de propagation de la rupture, le temps apparent peut être réduit jusqu'à être renversé. Concrètement, il en résulterait une fonction source acausale. Si cette configuration nécessite des conditions très particulières (rupture supershear, propagation proche de la verticale), elle n'est pas impossible. En pratique, il s'agirait par exemple d'identifier la direction de propagation d'un séisme et d'estimer sa vitesse ; puis, dans la direction de propagation de la rupture, d'identifier une éventuelle avance des temps d'arrivée des phases S ou sS vis à vis des temps d'arrivée théoriques.

5.2.4 Vers une caractérisation rapide et complète de la rupture sismique

La méthode SCARDEC est opérationnelle en temps quasi-réel, et fournit une solution environ 45 minutes après l'occurrence d'un séisme. Cette solution comprend le moment sismique, la profondeur moyenne du séisme, le mécanisme au foyer, ainsi que les fonctions source apparentes d'ondes P et S . Notre méthode d'analyse de la vitesse de rupture fonctionne de manière automatique, et est théoriquement applicable en temps quasi-réel. Elle dépend uniquement des informations issues de la solution SCARDEC, et pourrait donc y être greffée. Dans sa version actuelle, une solution est obtenue après 5 minutes de calcul en moyenne, ce qui est peu, mais peut certainement être optimisé. L'adaptation de notre méthode à une analyse en temps réel n'a pu être faite au cours de cette thèse, mais constitue pour nous un objectif. En effet, la détection rapide et résolue des paramètres de propagation de la rupture nous donnerait par exemple une estimation de l'étendue de la zone rompue peu de temps après le séisme. Elle nous permettrait également d'identifier des ruptures de propagation anormalement rapide. Par exemple, sur la période récente notre méthode a pu être testée avec succès sur le séisme de Gorkha du 25/04/2015, M_w 7.9 et celui de Pedernales du 16/04/2016, M_w 7.8.

5.3 Références

- ALLMANN, B. P. et P. M. SHEARER. 2009, “Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 114, n° B1. [107](#)
- ANDREWS, D. J. et Y. BEN-ZION. 1997, “Wrinkle-like slip pulse on a fault between different materials”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 102, n° B1, p. 553–571. [108](#)
- BEN-ZION, Y. et D. ANDREWS. 1998, “Properties and implications of dynamic rupture along a material interface”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 88, n° 4, p. 1085–1094. [108](#)
- BILEK, S., T. LAY et L. RUFF. 2004, “Radiated seismic energy and earthquake source duration variations from teleseismic source time functions for shallow subduction zone thrust earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 109, n° B9. [107](#)
- BOUCHON, M. et M. VALLÉE. 2003, “Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 Kunlunshan earthquake”, *Science*, vol. 301, n° 5634, p. 824–826. [109](#)
- CAUSSE, M. et S. G. SONG. 2015, “Are stress drop and rupture velocity of earthquakes independent ? Insight from observed ground motion variability”, *Geophysical Research Letters*, vol. 42, n° 18, p. 7383–7389. [109](#)
- CHOY, G. L. et J. L. BOATWRIGHT. 1995, “Global patterns of radiated seismic energy and apparent stress”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 100, n° B9, p. 18 205–18 228. [107](#)
- DUNHAM, E. M. et R. J. ARCHULETA. 2004, “Evidence for a supershear transient during the 2002 Denali fault earthquake”, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 94, n° 6B, p. S256–S268. [109](#)
- GRAHAM, S. E., C. DEMETS, H. R. DESHON, R. ROGERS, M. R. MARADIAGA, W. STRAUCH, K. WIESE et D. HERNANDEZ. 2012, “GPS and seismic constraints on the m= 7.3 2009 Swan Islands earthquake : implications for stress changes along the Motagua fault and other nearby faults”, *Geophys. J. Int*, vol. 190, p. 1625–1639. [109](#)
- HOUSTON, H. 2001, “Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 106, n° B6, p. 11 137–11 150. [107](#)

- KIKUCHI, M. et H. KANAMORI. 1994, “The mechanism of the deep Bolivia earthquake of June 9, 1994”, *Geophysical Research Letters*, vol. 21, n° 22, p. 2341–2344. [111](#)
- VALLÉE, M. 2013, “Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude”, *Nature communications*, vol. 4. [106](#), [111](#)
- VALLÉE, M., J. CHARLÉTY, A. M. FERREIRA, B. DELOUIS et J. VERGOZ. 2011, “SCARDEC : a new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution”, *Geophysical Journal International*, vol. 184, n° 1, p. 338–358. [106](#)
- VALLÉE, M. et V. DOUET. 2016, “A new database of source time functions (stfs) extracted from the SCARDEC method”, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. [106](#)
- VALLÉE, M. et E. M. DUNHAM. 2012, “Observation of far-field mach waves generated by the 2001 Kokoxili supershear earthquake”, *Geophysical Research Letters*, vol. 39, n° 5. [109](#)
- VENKATARAMAN, A. et H. KANAMORI. 2004, “Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes”, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 109, n° B5. [111](#)
- YE, L., T. LAY, H. KANAMORI, Z. ZHAN et Z. DUPUTEL. 2016, “Diverse rupture processes in the 2015 Peru deep earthquake doublet”, *Science advances*, vol. 2, n° 6, p. e1600581. [111](#)
- ZHAN, Z., D. V. HELMBERGER, H. KANAMORI et P. M. SHEARER. 2014, “Supershear rupture in a M_w 6.7 aftershock of the 2013 Sea of Okhotsk earthquake”, *Science*, vol. 345, n° 6193, p. 204–207. [111](#)

Annexes

Nous reproduisons ici l'article de Françoise Courboux et collaborateurs, intitulé *Stress-drop variability of shallow earthquakes extracted from a global database of source time functions*, auquel nous avons contribué. Notre apport réside essentiellement dans la classification tectonique effectuée sur l'ensemble des séismes inverses et normaux. Dans cet article, il est montré que l'usage des fonctions source de la base de données SCARDEC permet d'obtenir une variabilité de la chute de contrainte plus faible que celles dérivées d'autres bases de données sismologiques. La répartition des séismes par contexte tectonique permet notamment de diminuer un peu plus la variabilité de la chute de contrainte.

Stress-Drop Variability of Shallow Earthquakes Extracted from a Global Database of Source Time Functions

by Françoise Courboux, Martin Vallée, Matthieu Causse, and Agnès Chounet

ABSTRACT

We use the new global database of source time functions (STFs) and focal mechanisms proposed by Vallée (2013) using the automatic SCARDEC method (Vallée *et al.*, 2011) to constrain earthquake rupture duration and variability. This database has the advantage of being very consistent since all the events with moment magnitudes $M_w > 5.8$ that have occurred during the last 20 years were reanalyzed with the same method and the same station configuration. We analyze 1754 shallow earthquakes (depth < 35 km) and use high-quality criteria for the STFs, which result in the selection of 660 events. Among these, 313 occurred on the subduction interface (SUB events) and 347 outside (NOT-SUB events). We obtain that for a given magnitude, STF duration is log normally distributed and that STFs are longer for SUB than NOT-SUB events. We then estimate the stress drop using a proxy for the rupture process duration obtained from the measurement of the maximum amplitude of the STF. The resulting stress drop is independent of magnitude and is about 2.5 times smaller for the subduction events compared with the other events. Assuming a constant rupture velocity and source model, the resulting standard deviation of the stress drop is 1.13 for the total dataset (natural log), and about 1 for separate datasets. These values are significantly lower than the ones generally obtained from corner-frequency analyses with global databases (~ 1.5 for Allmann and Shearer, 2009) and are closer to the values inferred from strong-motion measurements (~ 0.5 as reported by Cotton *et al.*, 2013). This indicates that the epistemic variability is reduced by the use of STF properties, which allows us to better approach the natural variability of the source process, related to stress-drop variability and/or variation in the rupture velocity.

INTRODUCTION

Numerous parameters are required to estimate in advance the ground motion caused by an earthquake. The first-order parameters are the magnitude M of the earthquake and its distance to the observation point. The second-order parameters are linked both to attenuation and sometimes amplification at

the regional and local scale (anelastic attenuation and site effect) and to the source process itself. The source parameter generally recognized as the most important for the control of high frequencies is the stress-drop $\Delta\sigma$ (Hanks and McGuire, 1981). This parameter is, in fact, directly or indirectly an input of most of the ground-motion simulation methods (see Douglas and Aochi, 2008). Determination of stress drop is thus a major concern for the prediction of high-frequency ground motions (e.g., peak ground acceleration [PGA] and peak ground velocity levels). It is first important to mention that the term stress drop is not used unequivocally. As pointed out by Atkinson and Beresnev (1997), it can reflect various concepts that are not always associated with its true physical meaning, which is simply the difference between the stress level before and after an earthquake. We introduce hereafter the commonly used definitions of stress drop.

The original definition of stress drop is referred to as static stress drop and was introduced as a measure of the static deformation induced by an earthquake. As such, it is directly related to the strain drop, that is the ratio of seismic slip over the dimension of the rupture (Kanamori and Boschi, 1983; Vallée, 2013). The stress drop averaged over the fault plane can be simply expressed by

$$\Delta\sigma \approx \mu\bar{D}/L, \quad (1)$$

in which μ , \bar{D} , and L are the earth rigidity, the average slip on the fault, and a characteristic rupture dimension. For a constant seismic moment, the stress drop is thus higher when the rupture surface is small and the average displacement is high. In a bidimensional source model, the stress drop is equal to:

$$\Delta\sigma = cM_0/L^3, \quad (2)$$

in which M_0 is the seismic moment and c is a factor depending on the rupture type (Kanamori and Rivera, 2004). The rupture dimension is thus a key parameter to determine $\Delta\sigma$, but its value is inaccessible to direct observation. For large earthquakes ($M \gtrsim 7$), the rupture dimension is often retrieved by the inversion of several datasets: teleseismic and/or local seismograms

and/or geodetic measurements (see the database of finite-source rupture models compiled by [Mai and Thingbaijam, 2014](#)). The rupture dimension can also be deduced from the distribution of early aftershocks. For superficial events that break the surface, direct rupture length measurements can also be used (e.g., [Wells and Coppersmith, 1994](#); [Manighetti et al., 2007](#); [Shaw, 2013](#)). The smaller (and more numerous) earthquakes, however, are not systematically studied with such detailed analyses. It is the case only for some specific earthquakes in well-instrumented areas that had a strong impact on populated regions, for example, the recent 2015 Napa Valley earthquake or the 2009 L'Aquila event (e.g., [Tinti et al., 2014](#); [Dreger et al., 2015](#)), among many others. Thus, even if static stress drop is directly related to the stress release on the fault, it has limited practical utility due to the difficulty in measuring slip and fault dimensions.

An alternative way to assess stress drop is to use seismological parameters that are easier to measure. For instance, the duration of the source time function (STF), representative of the total duration of the source process T , can be inferred from distant seismograms. Introducing the rupture velocity V_r , equation (2) becomes:

$$\Delta\sigma = cM_0/(V_r T)^3. \quad (3)$$

Thus, for a given seismic moment, a similar value of the stress drop can be obtained for a short STF duration and a high rupture velocity, or for a long STF duration and a low rupture velocity. It is well known from source studies that V_r values usually vary in the range (0.6–0.9 V_s) (e.g., [Heaton, 1990](#)) and sometimes exceed, for a portion of the rupture, the shear-wave velocity (e.g., [Bouchon et al., 2001](#); [Dunham and Archuleta, 2004](#); [Walker and Shearer, 2009](#); [Vallée and Dunham, 2012](#)). Nevertheless, because V_r is difficult to obtain and is apparently not linked with M_0 , most of the studies simply assume that V_r is constant and then put their efforts into determining T , which is much more variable and correlated with M_0 .

Practically, most of the studies using seismograms to determine stress drop are based on the corner-frequency f_c determination. f_c is generally defined on the Fourier spectrum in displacement ([Thatcher and Hanks, 1973](#); [Allmann and Shearer, 2009](#)) as the intersection between a flat low-frequency level and an f^{-2} slope that describes the fall off of the high frequencies in the ω^{-2} model ([Brune, 1971](#)). The relationship often used to link f_c and the stress drop assumes a circular crack model:

$$\Delta\sigma = \frac{7}{16} M_0 f_c^3 / (k V_s)^3, \quad (4)$$

in which k depends on the assumptions of the rupture model and on the type of wave. For instance, [Brune \(1971\)](#) used $k = 0.37$ for S waves, whereas $k = 0.21$ for [Madariaga \(1976\)](#) and $k = 0.26$ for [Kaneko and Shearer \(2014\)](#). Tests of k values for different source models can be found in [Dong and Papageorgiou \(2003\)](#). Note that stress drop is proportional to the cube

of f_c in equation (4) and the cube of T in equation (3). Its determination is then highly sensitive to these values. Determining the absolute value of an earthquake stress drop is then both sensitive to the selected parameters and to the measurements made on the data. In this article, we do not focus on the absolute values of stress drop, but rather on its relative values and variability.

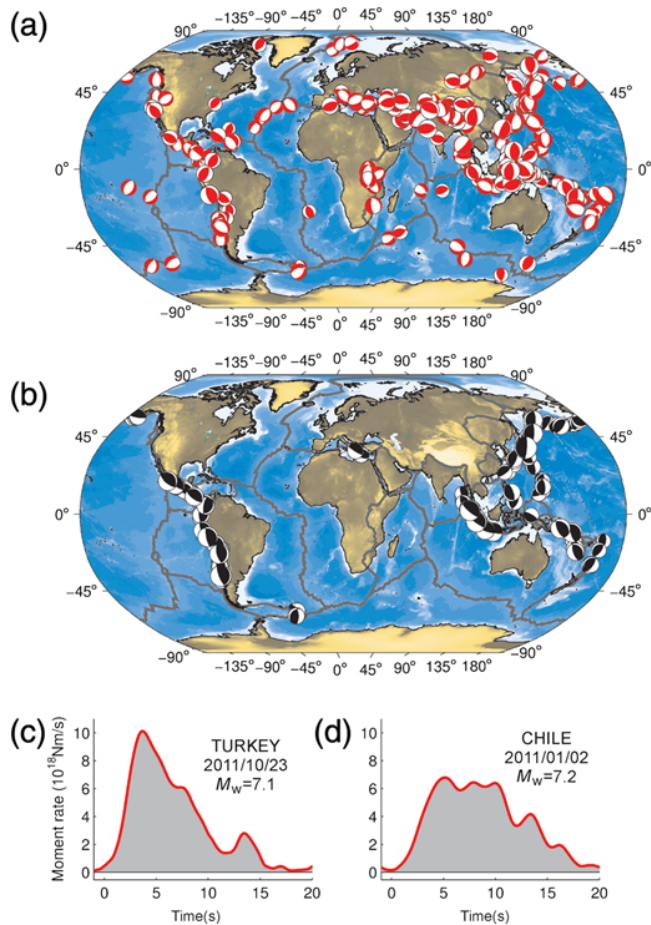
A recent article by [Cotton et al. \(2013\)](#) examines the links between the variability of the seismic stress drop, hereafter called $\sigma_{in}(\Delta\sigma)$, determined on seismologic data, and the variability of the PGA, $\sigma_{in}(PGA)$, reported in ground-motion prediction equations (GMPEs) for between-event variability ([Al-Atik et al., 2010](#)). Based on the theory of random vibrations ([Hanks and McGuire, 1981](#)), and assuming a constant rupture velocity, the relationship should be: $\sigma_{in}(\Delta\sigma) = 1.25 \sigma_{in}(PGA)$. [Cotton et al. \(2013\)](#) then compare the stress-drop variability obtained by different authors on global seismological databases and the variability obtained from GMPEs. They note that the variability obtained from seismological data is much larger than that deduced from GMPEs. They attribute this difference to a possible overestimation of $\sigma_{in}(\Delta\sigma)$ due to the difficulty in measuring the f_c value.

We then propose to remeasure this variability from a database of STFs recently made available that analyzes all the earthquakes with $M_w > 5.8$ of the last 20 years. Unlike global databases that typically used f_c to calculate the stress-drop variations ([Allmann and Shearer, 2009](#), being the most recent and complete), the SCARDEC database directly produces STFs that avoids the need of a corner-frequency estimation. In this article, we analyze the stress-drop variations directly estimated from these STFs and make subsets of earthquakes to examine their σ values.

STF DURATION DETERMINATION FROM THE SCARDEC DATABASE

A recently developed method, called SCARDEC ([Vallée et al., 2011](#)), provides simultaneous access to the focal mechanism, seismic moment, depth, and STFs of most earthquakes with moment magnitude $M_w > 5.8$. As SCARDEC is fully automated, the STFs can be obtained for an unprecedented number of earthquakes (2892 events analyzed from 1992 to 2014). The STF determination is obtained by deconvolution of teleseismic waveforms by a Green's function computed in the global IASP91 model ([Kennett and Engdahl, 1991](#)). The STF obtained must be causal and positive, and its integral (which corresponds to the seismic moment) must be constant at each station.

Because our aim is to reduce the epistemic uncertainty and to have better access to the natural variability of the source process, we work on a restricted database. We first exclude the strike-slip events whose STF determination is generally more complex and often poorly constrained by P -wave analysis, and also all the events which do not provide a fully consistent STF determination (based on the measurement of the teleseismic interstation STF coherence). This can occur because of focal



▲ **Figure 1.** Source time function (STF) database of shallow earthquakes (depth < 35 km) used in this study, built using the SCARDEC method (Vallée *et al.*, 2011). (a) Focal mechanism and geographical distribution of the 347 nonsubduction selected events. (b) Focal mechanism and geographical distribution of the 313 subduction selected events. (c) Example of STF for a nonsubduction earthquake (Van earthquake). (d) Example of STF for a subduction earthquake. Note that even if the Van earthquake has a slightly smaller magnitude, the STF duration is shorter and its peak F_m is larger, which illustrates the behavior statistically observed in the database. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

mechanism complexities, large rupture depth extent, and strong directivity effects (e.g., Ben-Menahem, 1962; Ammon *et al.*, 2006; Vallée, 2007; Courboux *et al.*, 2013). Finally, we restrict our analysis to shallow events (depth < 35 km), whose influence on ground motions is stronger than deeper ones. In the database of 1754 shallow events, 660 are then selected based on the previous criteria. Among them, 313 occurred on the subduction interface and 347 outside (Fig. 1a and 1b).

The total duration T of the STF obtained is not simple to determine. Indeed, the practical determination of T may suffer from subjective criteria to determine when the STFs actually begin and end. Moreover, the relation between the total duration and the source process characteristics (stress drop in par-

ticular) is biased when the STF displays two or more slip patches separated in time. Another approach is to measure the peak value of the STF (maximum moment rate) F_m , and to compute a characteristic duration from F_m and M_0 (using, for example, a triangular shape for the STF). In this case, the presence of a late complexity of the STF only has a minor effect on the characteristic duration. This method has been preferred by Vallée (2013) for a more robust and consistent determination of the duration.

In our study, we test the two approaches. We first measure a STF-duration-based T as the duration of the STF between the first amplitude above $0.1F_m$ with increasing trend, and the last amplitude above $0.1F_m$ with decreasing trend. We then measure an F_m -based T as the width of the isosceles triangular-shaped STF with same maximum F_m and area M_0 : $T = 2M_0/F_m$. We find overall similar results for both approaches, but the variability of T (standard deviation of $\ln[T]$), hereafter referred as $\sigma_{\ln}(T)$ is always reduced when using F_m instead of the STF duration. The mean duration obtained being almost the same, we chose to determine T from F_m for the following analysis. We found that $\sigma_{\ln}(T)$ has values between 0.3 and 0.4 (natural log) without any clear dependence on the magnitude.

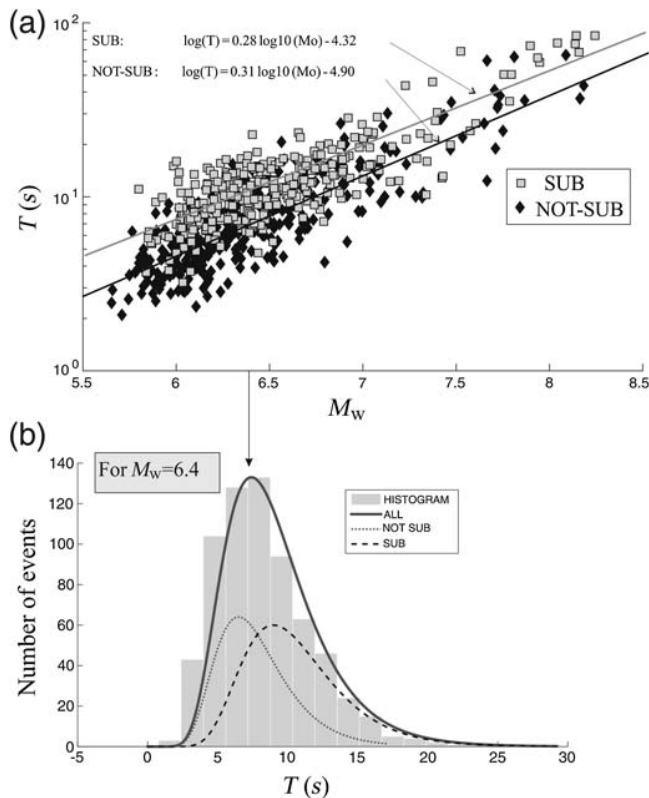
STF DURATION IN DIFFERENT CONTEXTS

We separate the SCARDEC dataset into two main subsets: subduction events, that is, thrust events occurring on the subduction interface (SUB), and all the other event types (NOT-SUB). It is clear from Figure 2a that the STF duration T is longer for subduction events than for the others (an illustration of this behavior is shown in Fig. 1c and 1d for two earthquakes belonging to each of the contexts). This has been pointed out by Chounet and Vallée (2014) with the SCARDEC database and already observed in other global databases (Kanamori and Anderson, 1975; Bilek and Lay, 1999; Houston, 2001; Allmann and Shearer, 2009). Active and well-developed subduction plate boundaries can lead to smoother ruptures; also, the hydration of the contact can weaken the frictional properties. Those two features may induce lower rupture velocity and/or lower stress-drop earthquakes. Simple regressions can be obtained for both regions (Fig. 2a).

Our next goal is to estimate the duration distribution for earthquakes of a given magnitude M_w . To have a sufficiently large amount of data, we compute this distribution using earthquakes with moment magnitude of $M_w \pm 0.3$. Variations of T due to variation of magnitude inside this range are scaled to be comparable. The STF duration T (s) roughly follows a lognormal distribution (see Fig. 2b, bottom, an example for M_w 6.4) with $\sigma_{\ln}(T) = 0.37$ for the whole dataset, 0.32 for subduction events and 0.34 for the others.

IMPLICATION FOR STRESS DROP

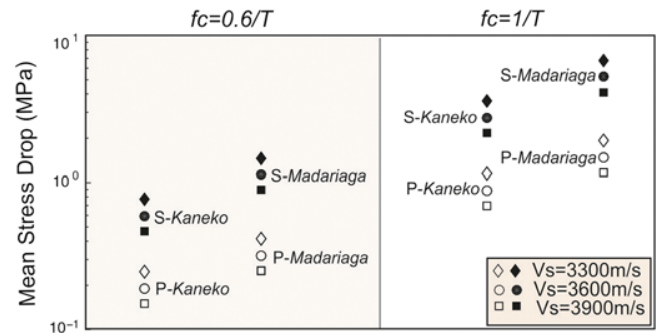
If, like many authors, we use equation (4) for a circular crack to determine stress drop, we have to determine k and V_S and we



▲ **Figure 2.** (a) STF duration (obtained from F_m measurements) versus magnitude (M_w) for earthquakes that occur on the subduction interface (SUB) and away from it (NOT-SUB). Linear regressions are represented for both subsets. (b) Histogram of T (s) values for events with $M_w 6.4 \pm 0.3$ (a correction is applied to account for the differences of magnitude). Lines correspond to the lognormal function that best fits the total distribution (bold line), the NOT-SUB subset (gray dotted line) and the SUB subset (black dotted line).

also have to convert the values of T obtained from the SCARDEC database into f_c values. This T - f_c relationship is dependent on the source model (see the appendix of Godano *et al.*, 2015). In some classes of STF models (Brune's STF, isosceles triangle), the relation between f_c and the inverse of the half-pulse duration is very close to 0.3 (Madariaga, 1976; Kaneko and Shearer, 2015; Madariaga, personal comm.). For example, it can be simply shown from the Fourier transform that the coefficient for the isosceles triangle is $1/\pi$. These models would therefore lead to $f_c \sim 0.6/T$. However, if referring to the Haskell model, the relation is closer to $f_c = 1/T$.

To quantify the influence of the input parameters of equation (4) on the mean stress drop, we test V_s values from 3300 to 3900 m/s, k values for Madariaga (1976) and Kaneko and Shearer (2014) models for P and S waves and two relationships between f_c and T ($f_c = 0.6/T$ and $f_c = 1/T$). Note that it is assumed that the rupture velocity V_r is linked with the shear-wave velocity by a constant relationship $V_r = 0.9V_s$. As expected, we obtain a very large variation of the mean values,



▲ **Figure 3.** Variation of the mean stress-drop values obtained from the SCARDEC database using two relationships between the total duration T and f_c , three values of V_s from 3300 to 3900 m/s and four values of k : P Madariaga corresponds to $k = 0.32$ for P waves and S Madariaga to $k = 0.21$ for S waves (Madariaga, 1976). P Kaneko corresponds to $k = 0.38$ and S Kaneko to $k = 0.26$ (Kaneko and Shearer, 2014) for P and S waves. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

mainly influenced by the choice of k and the relationship between T and f_c (Fig. 3). For this reason, the absolute stress-drop value has to be analyzed with caution.

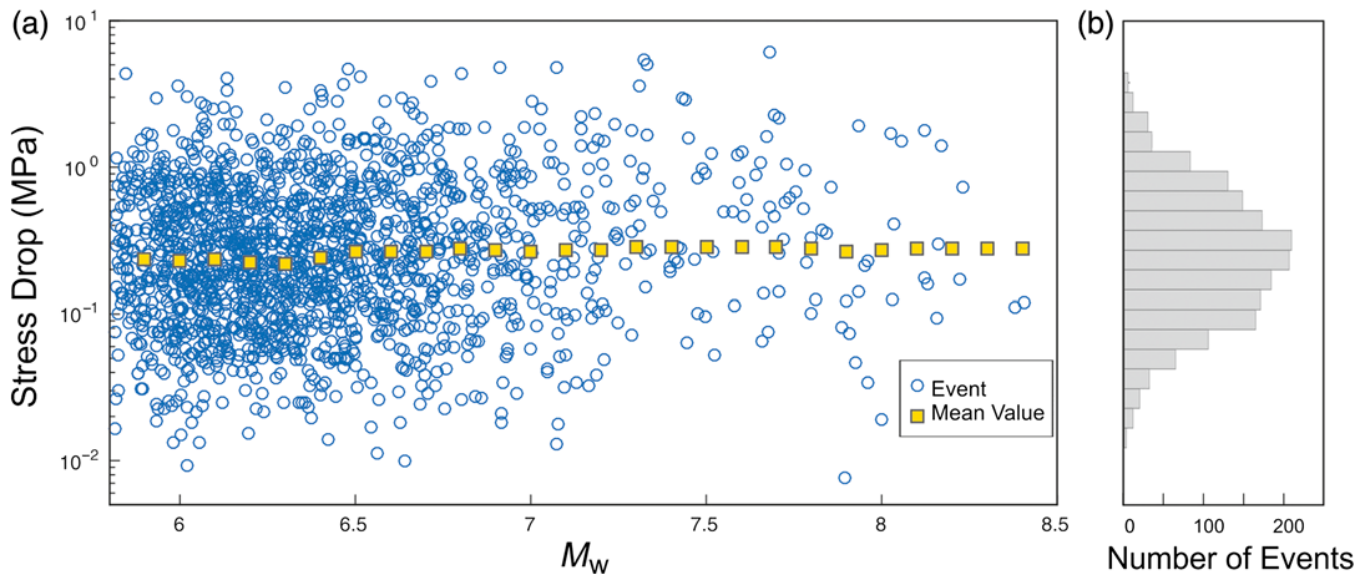
To obtain a general view of the stress-drop variability with the SCARDEC database for a given model, we select fixed values for equation 4: $k = 0.32$ (for P waves and Madariaga model), $V_s = 3900$ m/s (value chosen by Allmann and Shearer, 2009) and the relation $f_c = 0.6/T$ justified above. The stress drop obtained (Fig. 4a) does not depend on magnitude (mean values are almost constant), in accordance with the self-similarity assumption widely accepted for earthquakes with magnitude larger than 5, and already shown by Vallée (2013) for SCARDEC database.

If we now compare the mean stress-drop values obtained for the selected dataset, SUB and NOT-SUB datasets, we obtain a stress-drop value about 2.5 times smaller for the subduction events compared to the other events (Fig. 5a).

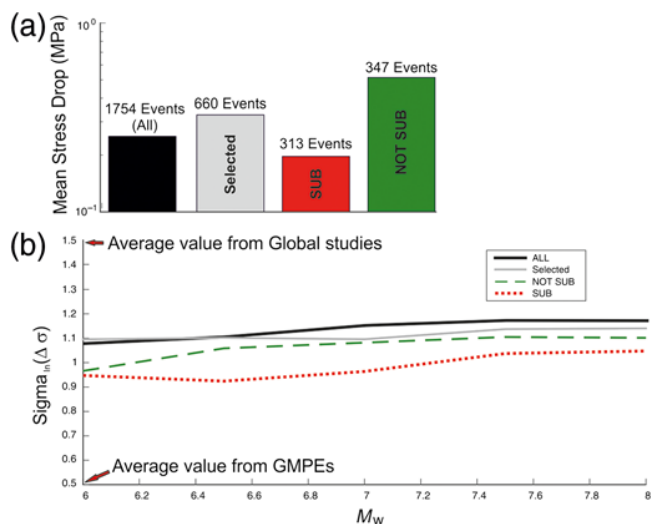
The variability of the stress drop $\sigma_{in}(\Delta\sigma)$ is almost constant with magnitude, with a slight increase for larger values (Fig. 5b). This may simply arise from the smaller number of events with larger magnitudes, for which the influence of one single event may then be more important. The value of $\sigma_{in}(\Delta\sigma)$ is about 1.13 for the whole selected dataset. It is slightly smaller for NOT-SUB events (1.03) and even smaller for SUB events (0.98) (Fig. 5b).

DISCUSSION AND CONCLUSION

Stress-drop variability is the subject of many studies that aim to better understand and constrain both source processes on faults and ground-motion predictions. Many different datasets have been used by several authors to try to constrain this value. Using surface-slip observations, Manighetti *et al.* (2007) found $\sigma_{in}(\Delta\sigma) = 0.9$ from 250 continental earthquakes and Shaw



▲ **Figure 4.** (a) Stress-drop values (MPa) obtained from the SCARDEC catalog of STF for shallow earthquakes (depth < 35 km) using equation (4) for $k = 0.32$ (value for P waves in the Madariaga, 1976, model), $V_S = 3900$ m/s and $f_c = 0.6/T$. Mean values are computed for bins of $M_W \pm 0.1$. (b) Distribution of $\log_{10}(\Delta\sigma)$. The color version of this figure is available only in the electronic edition.



▲ **Figure 5.** (a) Mean stress-drop values obtained for the whole database, the selected database, SUB and NOT-SUB datasets. Stress-drop values are mean values computed using equation (4), with $V_S = 3900$ m/s, $k = 0.32$ and $f_c = 0.6/T$. (b) $\sigma_{in}(\Delta\sigma)$ with magnitude for all events (for ± 0.1 bins), the selected events, and the SUB and NOT-SUB subsets. The values obtained by Cotton *et al.* (2013) for source studies on global databases and derived from ground-motion prediction equations (GMPEs) are indicated. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

(2013) found 0.7 from 37 strike-slip events. Similar values were obtained by Mai and Beroza (2000) ($\sigma_{in}(\Delta\sigma) = 0.8$), using rupture surface and average slip derived from 31 slip inversion models of 18 earthquakes ($5.5 < M < 8$), and by Causse *et al.*

(2014) ($\sigma_{in}(\Delta\sigma) = 0.7$) from finite-rupture models of 21 crustal events.

Using local or regional seismological data, Cotton *et al.* (2013) reported values from 0.57 (earthquakes in Greece, Margaris and Hatzidimitriou, 2002) to 1.83 (earthquakes in Switzerland, Edwards and Fäh, 2013), whereas Baltay *et al.* (2013) found a value of 0.9 for earthquakes in Japan. Nevertheless, our study is based on a global database, including hundreds of events with $M > 5.8$ recorded from 1992 to 2014. In this respect, the largest and most recent worldwide database has been built by Allmann and Shearer (2009). As reported by Cotton *et al.* (2013), Allmann and Shearer (2009) found $\sigma_{in}(\Delta\sigma) = 1.67$ for interplate events and $\sigma_{in}(\Delta\sigma) = 1.46$ for intraplate ones. For the same range of magnitudes, we obtained much lower values (around 1), which indicate that the use of the SCARDEC database significantly reduces epistemic variability. One of the reasons is likely related to the use of F_m , which is expected to be more meaningful than f_c -derived measurements, in particular when the source is complex: even in the case of an STF with several peaks, F_m can always be nonequivocally determined (while the concept of a single corner frequency becomes unclear), and the values derived from this peak moment rate will at least approximate the behavior of the dominant patch of the rupture.

To check the effects of the initial data selection procedure (removal of strike-slip earthquakes and events without a fully consistent determination of the STF), we also computed the sigma value considering all of the 1750 events with depths shallower than 35 km. We found a variability of the STF duration $\sigma_{in}(\Delta T)$ equal to 0.38. The resulting $\sigma_{in}(\Delta\sigma)$ equal to 1.14 is then only marginally larger than for the database of selected events (see the ALL dataset represented by a bold line

in Fig. 5b). We can then suppose that a large part of the epistemic variability has been removed and that we are closer to the natural variability of the source process.

Nevertheless, the question raised by Cotton *et al.* (2013) remains open. Why is the variability obtained (around 1) still two times larger than the one derived from PGA between-event variability observed in ground-motion databases (e.g., Al-Atik *et al.*, 2010), which is generally around 0.5 (Cotton *et al.*, 2013). This result is surprising and counterintuitive. One would expect that the details of the high-frequency rupture process and the natural heterogeneity of the distribution of stress on the fault (e.g., Noda *et al.*, 2013) affect more the observed PGA than the full duration of the STF. The source duration, which is a global source property, should intuitively vary less than the corresponding PGA.

The large values of the stress-drop variability obtained from global seismological databases can be partially explained by the fact that the variability of the STF duration (or f_c) is always converted into stress drop using a single source model and fixed input parameters. It is probable that if the ad hoc parameters were specifically chosen for each earthquake, the stress-drop variability would be lower. It is also clear that the rupture velocity plays a major role in the variability of the corner frequency (Kaneko and Shearer, 2015) and of the STF duration (e.g., Kanamori and Rivera, 2004), and that a possible correlation or anticorrelation (as proposed by Causse and Song, 2015) between stress drop and rupture velocity would modify the stress-drop variability. The resolution of this problem must wait for more reliable determination of V_r and $\Delta\sigma$.

Finally, we cannot exclude that the low values of the stress-drop variability deduced from the PGA variability (Cotton *et al.*, 2013) arise from an underestimation of the observed between-event variability of PGA. In addition, the simple relationship used to relate PGA and static stress drop may be more complex in real cases.

DATA AND RESOURCES

Source time functions (STFs) can be obtained from SCARDEC database at <http://scardec.projects.sismo.ipgp.fr> (last accessed April 2016). ☒

ACKNOWLEDGMENTS

We thank Annemarie Baltay, Adrian Oth, and Zhigang Peng for their constructive remarks that helped us to improve the article. This study has benefited from the comments of Raul Madariaga. It has been partially funded by Institut National de Sciences de l'Univers (CNRS) through CT3 project.

REFERENCES

- Al-Atik, L., N. Abrahamson, J. J. Bommer, F. Scherbaum, F. Cotton, and N. Kuehn (2010). The variability of ground-motion prediction models and its components, *Seismol. Res. Lett.* **81**, 794–801.
- Allmann, B. P., and P. M. Shearer (2009). Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes, *J. Geophys. Res.* **114**, no. B01, 310, doi: [10.1029/2008JB005821](https://doi.org/10.1029/2008JB005821).
- Ammon, C. J., A. A. Velasco, and T. Lay (2006). Rapid estimation of first-order rupture characteristics for large earthquakes using surface waves: 2004 Sumatra-Andaman earthquake, *Geophys. Res. Lett.* **33**, no. 14, L14314, doi: [10.1029/2006GL026303](https://doi.org/10.1029/2006GL026303).
- Atkinson, G., and I. Beresnev (1997). Don't call it stress drop, *Seismol. Res. Lett.* **68**, 1–4.
- Baltay, A. S., T. C. Hanks, and G. C. Beroza (2013). Stable stress-drop measurements and their variability: Implications for ground-motion prediction, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **103**, no. 1, 211–222.
- Ben-Menahem, A. (1962). Radiation of seismic body waves from a finite moving source in the earth, *J. Geophys. Res.* **67**, no. 1, 345–350.
- Bilek, S. L., and T. Lay (1999). Rigidity variations with depth along interplate megathrust faults in subduction zones, *Nature* **400**, 6743, 443–446.
- Bouchon, M., M. Bouin, H. Karabulut, M. N. Toksöz, M. Dietrich, and A. J. Rosakis (2001). How fast is rupture during an earthquake? New insights from the 1999 Turkey earthquakes, *Geophys. Res. Lett.* **28**, no. 14, 2723–2726.
- Brune, J. N. (1971). Seismic sources, fault plane studies and tectonics, *Eos Trans. AGU* **52**, no. 5, IUGG 178–IUGG 187.
- Causse, M., and S. G. Song (2015). Are stress drop and rupture velocity of earthquakes independent? Insight from observed ground motion variability, *Geophys. Res. Lett.* **42**, no. 18, 7383–7389.
- Causse, M., L. A. Dalguer, and P. M. Mai (2014). Variability of dynamic source parameters inferred from kinematic models of past earthquakes, *Geophys. J. Int.* **196**, 1754–1769, doi: [10.1093/gji/ggt478](https://doi.org/10.1093/gji/ggt478).
- Chounet, A., and M. Vallée (2014). Systematic characterization of radiated energy and static stress drop of global subduction earthquakes from source time functions analysis, *Eos Trans. AGU* (Fall Meet.), **1**, 1 pp.
- Cotton, F., R. Archuleta, and M. Causse (2013). What is sigma of the stress drop? *Seismol. Res. Lett.* **84**, 42–48, doi: [10.1785/0220120087](https://doi.org/10.1785/0220120087).
- Courboulex, F., A. Dujardin, M. Vallée, B. Delouis, C. Sira, A. Deschamps, L. Honoré, and F. Thouvenot (2013). High-frequency directivity effect for an M_w 4.1 earthquake, widely felt by the population in southeastern France, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **103**, 3347–3353, doi: [10.1785/0120130073](https://doi.org/10.1785/0120130073).
- Dong, G., and A. S. Papageorgiou (2003). On a new class of kinematic models: Symmetrical and asymmetrical circular elliptical cracks, *Phys. Earth. Planet. In.* **137**, 129–151.
- Douglas, J., and H. Aochi (2008). A survey of techniques for predicting earthquake ground motions for engineering purposes, *Surv. Geophys.* **29**, 187–220.
- Dreger, D. S., M. H. Huang, A. Rodgers, and K. Wooddell (2015). Kinematic finite-source model for the 24 August 2014 South Napa, California, earthquake from joint inversion of seismic, GPS, and InSAR Data, *Seismol. Res. Lett.* **86**, no. 2A, 327–334.
- Dunham, E. M., and R. J. Archuleta (2004). Evidence for a supershear transient during the 2002 Denali fault earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **94**, no. 6B, S256–S268, doi: [10.1785/0120040616](https://doi.org/10.1785/0120040616).
- Edwards, B., and D. Fäh (2013). A stochastic ground-motion model for Switzerland, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **103**, no. 1, 78–98.
- Godano, M., P. Bernard, and P. Dublanchet (2015). Bayesian inversion of seismic spectral ratio for source scaling. Application to a persistent multiplet in the western Corinth rift, *J. Geophys. Res.* **120**, no. 11, 7683–7712, doi: [10.1002/2015JB012217](https://doi.org/10.1002/2015JB012217).
- Hanks, T. C., and R. K. McGuire (1981). The character of high-frequency strong ground motion, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **71**, no. 6, 2071–2095.
- Heaton, T. H. (1990). Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Phys. Earth Planet. In.* **64**, 1–20.
- Houston, H. (2001). Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions, *J. Geophys. Res.* **106**, no. B6, 11,137–11,150.

- Kanamori, H., and D. L. Anderson (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **65**, 1073–1095.
- Kanamori, H., and E. Boschi (1983). *Earthquakes: Observation, Theory, and Interpretation: Varenna on Lake Como, Villa Monastero*, Società italiana di fisica, North-Holland, 29 June 1982–9 July 1982.
- Kanamori, H., and L. Rivera (2004). Static and dynamic scaling relations for earthquakes and their implications for rupture speed and stress drop, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **94**, no. 1, 314–319.
- Kaneko, Y., and P. M. Shearer (2014). Seismic source spectra and estimated stress drop derived from cohesive-zone models of circular subshear rupture, *Geophys. J. Int.* doi: [10.1093/gji/ggu030](https://doi.org/10.1093/gji/ggu030).
- Kaneko, Y., and P. M. Shearer (2015). Variability of seismic source spectra, estimated stress drop and radiated energy, derived from cohesive-zone models of symmetrical and asymmetrical circular and elliptical ruptures, *J. Geophys. Res.* **120**, 1053–1079.
- Kennett, B. L. N., and E. R. Engdahl (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.* **105**, 429–465.
- Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **66**, 639–666.
- Mai, P. M., and G. C. Beroza (2000). Source scaling properties from finite-fault-rupture models, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **90**, 604–615.
- Mai, P. M., and K. K. S. Thingbaijam (2014). SRCMOD: An online database of finite-fault rupture models, *Seismol. Res. Lett.* **85**, no. 6, 1348–1357.
- Manighetti, I., M. Campillo, S. Bouley, and F. Cotton (2007). Earthquake scaling, fault segmentation, and structural maturity, *Earth Planet. Sci. Lett.* **253**, 429–438.
- Margaris, B. N., and P. M. Hatzidimitriou (2002). Source spectral scaling and stress release estimates using strong-motion records in Greece, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **92**, no. 3, 1040–1059.
- Noda, H., N. Lapusta, and H. Kanamori (2013). Comparison of average stress drop measures for ruptures with heterogeneous stress change and implications for earthquake physics, *Geophys. J. Int.* **193**, 1691–1712, doi: [10.1093/gji/ggt074](https://doi.org/10.1093/gji/ggt074).
- Shaw, B. (2013). Earthquake surface slip-length data is fit by constant stress drop and is useful for seismic hazard analysis, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **103**, 876–893.
- Thatcher, W., and T. C. Hanks (1973). Source parameters of southern California earthquakes, *J. Geophys. Res.* **78**, 8547–8576.
- Tinti, E., L. Scognamiglio, A. Cirella, and M. Cocco (2014). Up-dip directivity in near-source during the 2009 L'Aquila main shock, *Geophys. J. Int.* **198**, no. 3, 1618–1631.
- Vallée, M. (2007). Rupture properties of the giant Sumatra earthquake imaged by empirical Green's function analysis, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **97**, no. 1A, S103–S114.
- Vallée, M. (2013). Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude, *Nat. Commun.* **4**, doi: [10.1038/ncomms3606](https://doi.org/10.1038/ncomms3606).
- Vallée, M., and E. M. Dunham (2012). Observation of far-field Mach waves generated by the 2001 Kokoxili supershear earthquake, *Geophys. Res. Lett.* **39**, no. 5, L05311, doi: [10.1029/2011GL050725](https://doi.org/10.1029/2011GL050725).
- Vallée, M., J. Charléty, A. M. Ferreira, B. Delouis, and J. Vergoz (2011). SCARDEC: A new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution, *Geophys. J. Int.* **184**, no. 1, 338–358.
- Walker, K. T., and P. M. Shearer (2009). Illuminating the near-sonic rupture velocities of the intracontinental Kokoxili M_w 7.8 and Denali fault M_w 7.9 strike-slip earthquakes with global P wave back projection imaging, *J. Geophys. Res.* **114**, no. B02304, doi: [10.1029/2008JB005738](https://doi.org/10.1029/2008JB005738).
- Wells, D. L., and K. J. Coppersmith (1994). New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **84**, 974–1002.

Françoise Courboulex
Université Nice Sophia Antipolis
CNRS, Géoazur, Observatoire de la Côte d'Azur
Valbonne, France
courboulex@geoazur.unice.fr

Martin Vallée
Agnès Chounet
Institut de Physique du Globe de Paris
Sorbonne Paris Cité
Université Paris Diderot
UMR 7154 CNRS
Paris, France
vallee@ipgp.fr
chounet@ipgp.fr

Mathieu Causse
ISTerre, IFSTTAR
University Grenoble Alpes, CNRS
F-38000 Grenoble, France
mathieu.causse@univ-grenoble-alpes.fr

Published Online 25 May 2016