



HAL
open science

Phase co-sismique : imagerie de la rupture sismique

Zacharie Duputel

► **To cite this version:**

Zacharie Duputel. Phase co-sismique : imagerie de la rupture sismique. Le cycle sismique, ISTE Group, pp.77-118, 2023, 10.51926/ISTE.9038.ch2 . hal-04240121

HAL Id: hal-04240121

<https://hal.science/hal-04240121>

Submitted on 13 Oct 2023

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.

Table des matières

Chapitre 2. Phase co-sismique: imagerie de la rupture sismique	11
Zacharie DUPUTEL, Institut de Physique du Globe de Strasbourg, UMR7516, Université de Strasbourg/EOST, CNRS, Strasbourg, France	
2.1. Introduction	11
2.2. Les observations de surface	13
2.2.1. Données sismologiques	13
2.2.2. Données GNSS: de la géodésie à la sismo-géodésie	17
2.2.3. Imagerie satellite et aérienne	19
2.2.4. Données tsunامي	21
2.3. Le problème direct	21
2.3.1. Cas statique: modélisation de données géodésiques	23
2.3.2. Cas cinématique: modélisation de données sismologiques et GNSS haute fréquence	24
2.3.2.1. Approche linéaire en fenêtres multiples	25
2.3.2.2. Approche non-linéaire	26
2.3.3. Calcul des fonctions de Green	28
2.4. Le problème inverse	29
2.4.1. Approche par régularisation de Tikhonov	31
2.4.2. Approche Bayésienne	32
2.4.3. Modélisation de données dans le domaine fréquentiel ou en on- delettes	35
2.5. Caractérisation de la source et implications sur la physique des séismes	37
2.6. Conclusion	40
2.7. Bibliographie	42

Chapitre 2

Phase co-sismique: imagerie de la rupture sismique

2.1. Introduction

La plupart des séismes correspondent à la rupture d'une faille à l'intérieur de la Terre. Ces phénomènes sont causés par le mouvement relatif des plaques tectoniques à la surface terrestre. Lorsque les contraintes tectoniques augmentent et finissent par dépasser la résistance de la faille, une rupture se produit en déformant brusquement le milieu environnant et en libérant des ondes sismiques (cf., Chapitre 1). Bien que cette description soit correcte en général, on sait aujourd'hui qu'il y a une grande diversité dans la façon dont les séismes se produisent. Tout d'abord, la taille des séismes varie de plusieurs ordres de grandeur. Les plus petits ne durent qu'une fraction de seconde alors que les plus grandes ruptures se produisent sur des centaines de kilomètres en quelques minutes. Par ailleurs, alors que les tremblements de Terre correspondent souvent à des ruptures "cassantes" libérant des ondes sismiques, d'autres séismes se produisent lentement de façon silencieuse (cf., Chapitre 6). Certains séismes impliquent des processus dissipatifs avec une libération importante de chaleur. D'autres tremblements de terre ne sont même pas causés par l'activité des failles tectoniques mais par des grands glissements de terrain ou des effondrements de Caldeiras volcaniques.

Cette grande diversité des sources sismiques observées dans la nature reste encore mal comprise. Pourquoi certains séismes s'arrêtent rapidement après quelques mètres

Chapitre rédigé par Zacharie DUPUTEL, Observatoire Volcanologique du Piton de la Fournaise, Institut de Physique du Globe de Paris, La Réunion, France.

alors que d'autres continuent de rompre une faille sur plusieurs centaines de kilomètres? Pourquoi certaines ruptures se produisent de façon catastrophique en générant des ondes sismiques alors que d'autres impliquent le glissement lent d'une faille? Quelle est l'interaction entre les modes de glissements sismiques et asismiques? Plusieurs modèles ont été développés pour tenter d'expliquer la diversité des modes de glissements observés sur les failles. Au cours des dernières décennies, une vision dominante consistait à considérer les failles comme segmentées en grandes régions avec différentes propriétés frictionnelles contrôlant le caractère sismique ou asismique dans ces régions [LAY 81]. Ce modèle conceptuel d'aspérité suggère un partitionnement exclusif entre les modes de glissement et prédit notamment la notion de "séismes caractéristiques" qui rompent toujours la même aspérité de façon périodique, prédictible en temps ou prédictible en glissement (cf., Chapitre 1). Cependant, il existe aujourd'hui de nombreuses observations suggérant une superposition entre glissements sismiques et asismiques (voir par exemple [JOH 12]). Par ailleurs, une région de faille peut être entièrement rompue par un seul grand séisme mais aussi rompre de façon séquentielle en une série de séismes plus petits comme cela a été observé au Japon, à Sumatra ou en Equateur [SIM 11, LAY 15, NOC 17]. Cette diversité des phénomènes observés est vraisemblablement associée à une grande hétérogénéité des propriétés frictionnelles sur les failles (cf., Chapitre 4), avec des zones en régime conditionnement stable pour expliquer l'occurrence de ruptures sismiques dans des zones glissant habituellement de façon stable [SCH 98]. Cette variabilité spatiale peut notamment expliquer certains comportements complexes observés au cours du cycle sismique comme la variabilité de la taille des séismes dans une même région [KAN 10].

Pour comprendre l'activité et la dynamique des failles, il faut caractériser ce qui se produit lors des ruptures en déterminant le comportement spatial et temporel du glissement. On peut alors caractériser le glissement co-sismique mais également les distributions de glissement associées aux déformations lentes/transitoires et le couplage des failles en période intersismique. L'imagerie du glissement permet ainsi d'évaluer le partitionnement entre glissements sismiques et asismiques, un paramètre essentiel en sismotectonique puisqu'il détermine le potentiel sismogénique des failles. La caractérisation des processus de ruptures est également importante pour la simulation réaliste des mouvements forts associés aux séismes. La rupture sismique est habituellement représentée sous la forme d'un modèle décrivant la distribution du glissement sur la faille. On parle alors de modèles de glissement ou de modèles en faille finie. Comme ces modèles décrivent l'histoire de la rupture sans référence explicite aux forces sous-jacentes, ils sont aussi appelés modèles cinématiques. L'estimation des modèles de glissement est compliquée par le bruit des données, la complexité du processus de rupture et notre connaissance limitée de la structure du sous-sol. Depuis les travaux pionniers effectués dans les années 1970, différentes approches ont été développées pour obtenir des images de la distribution spatio-temporelle du glissement. Le séisme de San Fernando en 1971 ($M_W = 6.7$, Californie) est le premier séisme pour lequel

un modèle de glissement a pu être établi grâce à des données sismologiques [TRI 74]. Aujourd'hui les modèles de glissement sont calculés de façon routinière pour chaque nouveau séisme important. La facilité à les produire est principalement liée à la disponibilité rapide d'un grand volume de données. L'augmentation des capacités de calcul a également permis des améliorations notables avec notamment la résolution de problèmes non-linéaires et la simulation de formes d'ondes dans des milieux complexes.

Les méthodes d'inversion du glissement sont le sujet central de ce chapitre. La détermination des caractéristiques au premier ordre des séismes (mécanisme au foyer, fonction source, etc.) est développée dans le Chapitre 1. On résumera d'abord les principales données géophysiques utilisées aujourd'hui pour imager la rupture sismique. On s'intéressera ensuite au problème direct c'est à dire à la formulation permettant de prédire les observations de surface à partir d'une source sismique. Nous traiterons ensuite le problème inverse consistant à retrouver la distribution de glissement à partir des données de surface. Enfin, nous discuterons certaines implications des modèles de glissement sur la dynamique des ruptures sismiques.

2.2. Les observations de surface

La quantité de mesures disponibles pour étudier la source des séismes a considérablement augmenté au cours des dernières décennies. Nous résumons ici les principales données géophysiques utilisées aujourd'hui pour caractériser les séismes. On détaillera en particulier les données sismologiques qui sont un ingrédient essentiel pour déterminer l'évolution temporelle du glissement lors des séismes. Ces observations sont généralement associées à des données géodésiques de différents types (GNSS, GNSS haute-fréquence, interférométrie radar, corrélation d'images). Les données tsunami peuvent également apporter des contraintes importantes pour les ruptures sous le fond océanique. En complément de ces mesures, les études de la source bénéficient également des observations de terrain. Ces observations permettent par exemple de cartographier la trace des failles ou même de mesurer directement le glissement en surface.

2.2.1. Données sismologiques

Le sismomètre est l'instrument le plus répandu pour quantifier les mouvements sismiques. Ces capteurs sont composés d'une masse attachée au sol au travers d'un ressort et d'un amortisseur. Pendant longtemps, le déplacement de la masse relative au sol a été utilisé pour mesurer le mouvement du sol. Les instruments modernes sont basés sur le même système inertiel mais avec un système de rétroaction électromagnétique qui empêche la masse de bouger. C'est le signal de correction nécessaire à l'asservissement de la masse qui est enregistré. Ce système permet d'avoir un instrument compact enregistrant des signaux sur une large gamme de fréquence et d'amplitude

en conservant la linéarité du capteur. Pour plus d'information sur la sismométrie, le lecteur peut se référer par exemple au chapitre 12 de [AKI 02].

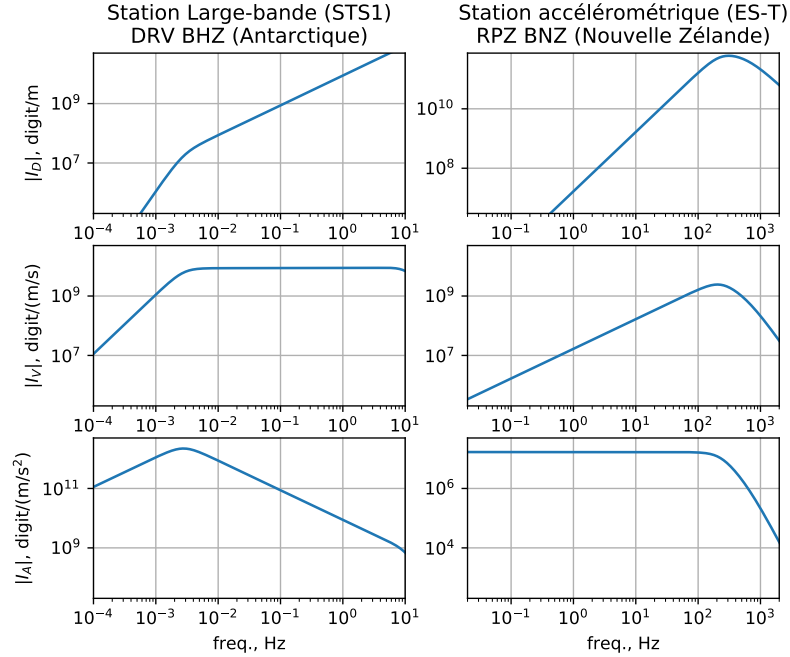


Figure 2.1. Exemples de réponses instrumentales pour un sismomètre large-bande (à gauche) et un accéléromètre (à droite). L'amplitude spectrale des fonctions de transfert en déplacement I_D , en vitesse I_V et en accélération I_A est présentée dans chaque cas. La station large-bande est équipée d'un capteur Streckeisen STS-1 avec une fréquence coin à 2.7mHz. Le capteur "strong motion" est un accéléromètre kinematics EpiSensor (ES-T) avec une fréquence coin à 200 Hz. Ces deux capteurs sont asservis.

Les formes d'ondes sismologiques fournissent une information essentielle pour caractériser la source des séismes. Deux types de capteur sismologiques sont aujourd'hui largement utilisés : les sismomètres large bande et les capteurs de mouvements forts ("strong motion" en anglais). Les données sismologiques peuvent être vues comme le produit de convolution entre le déplacement du sol dans la direction enregistrée et la fonction de transfert du capteur. Ainsi, dans le domaine fréquentiel, les enregistrements sismologiques $S(\omega)$ peuvent être décrits comme:

$$S(\omega) = I_D(\omega)U(\omega) \quad (2.1)$$

avec ω la fréquence angulaire, $U(\omega)$ le spectre de déplacement du sol et $I_D(\omega)$ la fonction de transfert du capteur en déplacement. Les réponses du capteur par rapport à la

vitesse de déplacement du sol ($I_V(\omega)$) ou à son accélération ($I_A(\omega)$) peuvent alternativement être utilisés dans l'équation ci-dessus $S(\omega) = I_V(\omega)V(\omega) = I_A(\omega)A(\omega)$ où $V(\omega)$ et $A(\omega)$ correspondent respectivement à la vitesse et à l'accélération du sol. La Figure 2.1 présente les réponses d'un sismomètre large-bande (station Dumont d'Urville en Antactique) et d'un capteur de mouvement fort en Nouvelle Zélande. L'instrument large-bande présente une fonction de transfert en vitesse ($I_V(\omega)$) quasiment plate sur une large gamme de fréquence, c'est à dire avec une réponse proportionnelle à la vitesse du sol jusqu'à une période de 360 s (il s'agit ici d'un capteur STS1). Pour des périodes plus longues, l'amplitude de la réponse instrumentale diminue proportionnellement à ω^2 . Le capteur "strong motion" présenté sur la Figure 2.1 est un accéléromètre, c'est à dire qu'il a une réponse "plate" en accélération à partir de la fréquence nulle jusqu'à sa fréquence coin (ici à 200 Hz).

Pour travailler avec des données interprétables physiquement, il faut corriger les signaux enregistrés de la réponse instrumentale. L'approche la plus répandue consiste à déconvoluer la réponse instrumentale du signal. Ainsi, si on veut extraire le déplacement du sol:

$$U(\omega) \sim F(\omega) \frac{S(\omega)}{I_D(\omega)} \quad (2.2)$$

Lors de cette déconvolution, on utilise un filtre passe-bande $F(\omega)$ qui filtre les données dans une bande proche de celle utilisée par la suite lors de l'inversion.

La Figure 2.2 présente des exemples de signaux enregistrés lors du séisme de Kaikoura en 2016 (Nouvelle Zélande, $M_W = 7.8$) par la station large-bande DRV (Dumont d'Urville en Antarctique) et la station accélérométrique RPZ (Rata Peaks en Nouvelle Zélande) dont les réponses sont présentées sur la Figure 2.1. Les données brutes sont en haut et les données après correction de la réponse instrumentale sont présentées dessous (en déplacement, vitesse et accélération du sol). On voit clairement que les données en accélération et en vitesse sont plus haute fréquence que les données en déplacement. Cet effet est lié à la relation de dérivée temporelle entre ces signaux qui se traduit par un facteur $i\omega$ dans le domaine spectral (où i est l'unité imaginaire). Les données en accélération ou en vitesse sont donc plus sensibles aux complexités de la rupture visibles à haute fréquence. Ces données sont également plus sensibles aux hétérogénéités dans le milieu de propagation qui ne sont pas nécessairement bien prises en compte dans le modèle de vitesse utilisé. En pratique, on utilise généralement des données corrigées en déplacement ou en vitesse (l'accélération du sol étant souvent difficile à modéliser).

Les stations large-bande étant très sensibles au mouvement du sol, elles permettent d'observer des ondes sismiques à de grandes distances (à plus de 3000 km de l'épicentre sur la Figure 2.2). A ces distances télé-sismiques, on utilise classiquement des ondes de volume (généralement des ondes P et SH) pour déterminer l'histoire temporelle de la rupture. Sur la Figure 2.2 à gauche, les ondes P télé-sismiques émergent

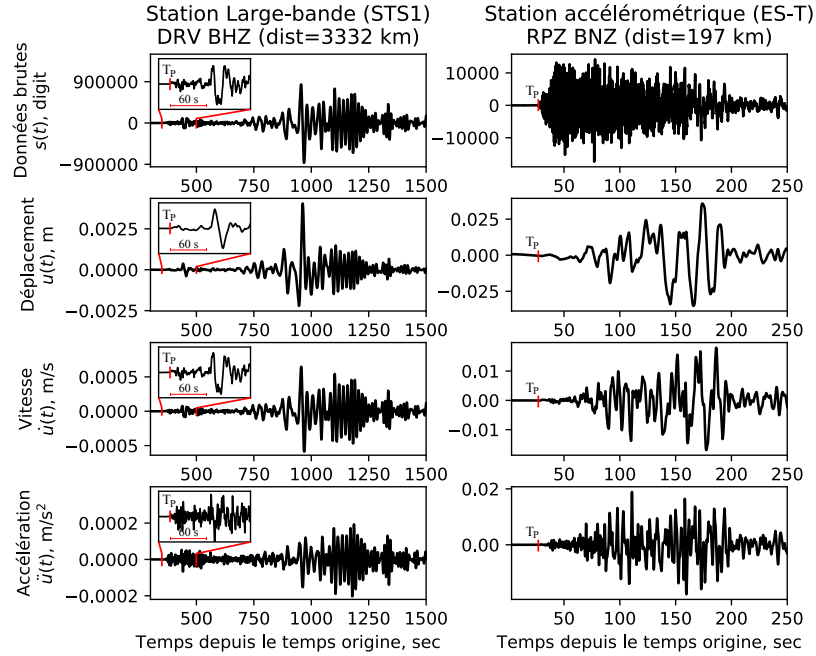


Figure 2.2. Enregistrements sismologiques lors du séisme de Kaikoura en 2016 ($M_W = 7.8$, Nouvelle Zélande). Les formes d'ondes présentées correspondent au sismomètre large-bande (STS1, à gauche) et à l'accéléromètre (EpiSensor ES-T) dont les réponses sont présentées sur la Figure 2.1. Dans chaque cas, on présente les données brutes $s(t)$, les données en déplacement $u(t)$, en vitesse $\dot{u}(t)$ et en accélération $\ddot{u}(t)$. La correction de la réponse instrumentale est effectuée entre 5 et 125 s de période (0.008-0.2 Hz). L'insert dans les figures de gauche présentent un agrandissement de l'arrivée P télé-sismique à la station DRV (T_P indique le temps d'arrivée des ondes P).

assez faiblement jusqu'à une arrivée très énergétique environ 60 s après la première arrivée. Cette arrivée correspond à un glissement important qui s'est produit ~ 60 s après le temps origine du séisme dans la partie nord de la rupture du séisme de Kaikoura (voir par exemple [WAN 18]). Si on s'intéresse aux paramètres au premier ordre de la source comme le moment sismique ou la directivité de la rupture, on peut également utiliser des ondes plus longue période comme les ondes de surface (Rayleigh et Love) ou leurs harmoniques à longue période correspondant à la phase W (voir par exemple [KAN 08]). Contrairement aux sismomètres large-bande, les accéléromètres ont une sensibilité généralement beaucoup plus faible (cf., Figure 2.1) ce qui permet d'enregistrer de très forts mouvements sans saturer. Ces données étant proches de la source sismique, elles sont peu affectées par le milieu de propagation et apportent ainsi une information importante sur la rupture. Sur la Figure 2.2 à droite, on voit à nouveau

que le signal émerge faiblement et que les arrivées énergétiques arrivent tardivement (~ 60 s après la première arrivée comme pour les données télésismiques). Pour plus de détails sur les données sismologiques enregistrées à l'échelle globale et régionale, nous invitons le lecteur à se reporter au Chapitre 1.

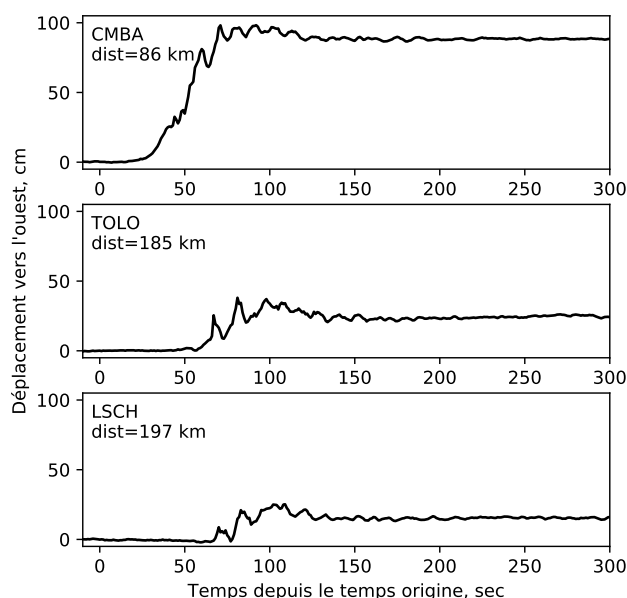


Figure 2.3. Déplacements GNSS haute-fréquence obtenus lors du séisme de Illapel au Chili en 2015 ($M_W = 8.3$). Les déplacements vers l'ouest sont présentés pour trois stations GPS à différentes distances épicentrales (indiquées dans chaque cas). Ces données échantillonnées à 1 Hz ont été calculées au Jet Propulsion Laboratory en utilisant le code GIPSY-OASIS en mode *Precise Point Positioning* (données traitées par S. Owen, A. Moore et M. Simons).

2.2.2. Données GNSS: de la géodésie à la sismo-géodésie

Parmi les données les plus utilisées pour étudier la source, on trouve les données basées sur les systèmes GNSS (Global Navigation Satellite System), dont fait partie le Global Positioning System (GPS), le système russe GLONASS ou encore le système européen Galileo. En estimant la position d'un point par rapport à un système de référence défini par une constellation de satellites, ces données permettent de mesurer déplacement co-sismique dans trois directions (verticale, Est et Nord). Deux types de mesures peuvent être acquises: les mesures de campagnes et les mesures de stations permanentes. Dans le premier cas, les déplacements mesurés peuvent contenir une

part importante de déplacements inter- et post-sismiques ou de mouvements liés à des répliques, qui peuvent être corrigés en combinant les observations avec d'autres données disponibles (voir par exemple [KLE 17]). Dans le cas des mesures continues par les stations permanentes pour lesquelles une position journalière est estimée, la mesure du déplacement co-sismique se fait à partir du décalage entre les positions estimées avant et après l'évènement. Les données journalières co-sismiques peuvent également être affectées par les déformations post-sismiques [TWA 19] ou les répliques se produisant rapidement après le choc principal [SIM 11].

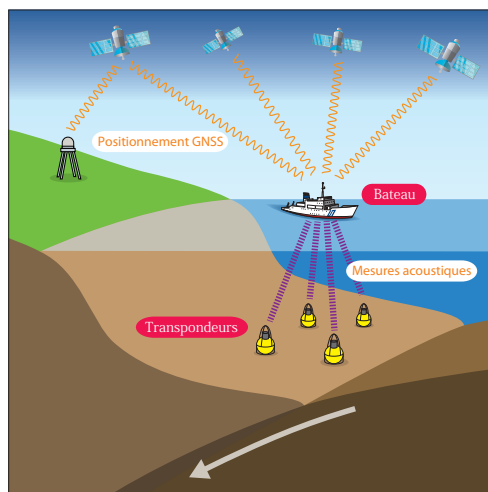


Figure 2.4. Système d'observation géodésique de fond de mer GNSS-A. Ce système combine le positionnement GNSS d'un bateau (ou d'un robot autonome) et des mesures acoustiques pour le positionnement de transpondeurs placés au fond de la mer. Cette figure est modifiée d'après [YOK 20].

Au niveau des zones de subduction, les données géodésiques à terre sont quasiment insensibles aux processus de déformations au large de la côte. Pour palier à ce problème, plusieurs approches de géodésie de fond de mer ont été proposées depuis les années 1980 [SPI 80, BÜR 14]. En particulier, une approche combinant observations GNSS et acoustiques (GNSS-A; Figure 2.4) est aujourd'hui utilisée dans différentes régions [CHA 99, YOK 20]. Cette méthode repose sur le positionnement GNSS d'un bateau (où d'un robot autonome) depuis lequel sont localisés des transpondeurs placés au fond de la mer par mesure acoustique des distances. Une approche également répandue est le déploiement de capteurs de pression permettant de mesurer les déplacements verticaux. Beaucoup d'autres méthodes sont également proposées comme l'installation d'inclinomètres de fond de mer, la cartographie sonar répétitive ou la mesure de déformations par fibre optique [BÜR 14].

Au cours de la dernière décennie, un effort important a également été effectué pour obtenir des mesures GNSS échantillonnées à plus haute fréquence (c-à-d, ≥ 1 Hz, [LAR 03]). Avec un tel échantillonnage, ces mesures correspondent en réalité à des sismogrammes avec trois différences principales: (1) ces données mesurent directement le déplacement du sol, ce qui élimine les problèmes d'intégration des données sismologiques, (2) ces mesures ne saturent pas (contrairement aux sismogrammes conventionnels), (3) la sensibilité des données GNSS est bien inférieure aux données sismologiques (ce qui limite leur utilisation aux plus grands séismes à de faibles distances épacentrales). Un exemple de donnée GNSS haute-fréquence est présentée sur la Figure 2.3 pour le séisme de Illapel en 2015 (Chili, $M_W = 8.3$). On voit clairement la superposition du champ d'onde dynamique (oscillations courtes périodes) et du déplacement statique (rampe longue période). Ces données sont très utiles en champ proche car elles informent à la fois sur le glissement final et sur l'histoire temporelle de la rupture.

2.2.3. Imagerie satellite et aérienne

Les données d'imagerie satellite ou aérienne ont considérablement amélioré notre vision du champ de déformation associé aux failles actives. Les données satellitaires sont notamment très utiles car elles permettent d'accéder globalement à la déformation de surface, même dans des régions mal instrumentées. Ces méthodes d'imagerie sont basées sur la combinaison de données satellites ou aériennes acquises avant et après le séisme étudié. En plus du signal co-sismique, les mesures effectuées peuvent donc contenir une part non négligeable de signal inter-sismique, post-sismique ou associé aux répliques du séisme étudié (cf., Chapitre 3).

Parmi les méthodes employées pour mesurer le champ de déplacement co-sismique, l'interférométrie radar est particulièrement répandue [MAS 93, SIM 07]. Cette approche repose sur l'utilisation de deux images SAR (*Synthetic-Aperture Radar*) acquises avant et après un séisme. Les images SAR sont obtenues en émettant une série de pulses électromagnétiques à partir d'une antenne fixée latéralement sur un satellite ou un système aéroporté [SIM 07]. Les échos de chaque pulse sont combinés pour obtenir une image de la zone observée. En mesurant les différences de phases pour chaque point imagé avant et après un séisme, on peut ensuite générer une carte de déplacement co-sismique dans la ligne de visée du satellite. Cette méthode est communément appelée InSAR pour *Interferometric Synthetic-Aperture Radar*. Il faut noter que lorsque le déplacement devient trop important, les données InSAR souffrent d'une perte de cohérence qui affecte parfois les déformations mesurées à proximité de la rupture. De nombreuses sources de bruit peuvent également contaminer les données InSAR. Parmi les plus fréquentes, on trouve l'effet de l'atmosphère dans l'ionosphère et/ou dans la troposphère, notamment du fait de la teneur en vapeur d'eau retardant la propagation de l'onde radar et entraînant un déphasage dans l'interférogramme. L'amplitude de ces erreurs peut être très importante et même parfois dépasser le

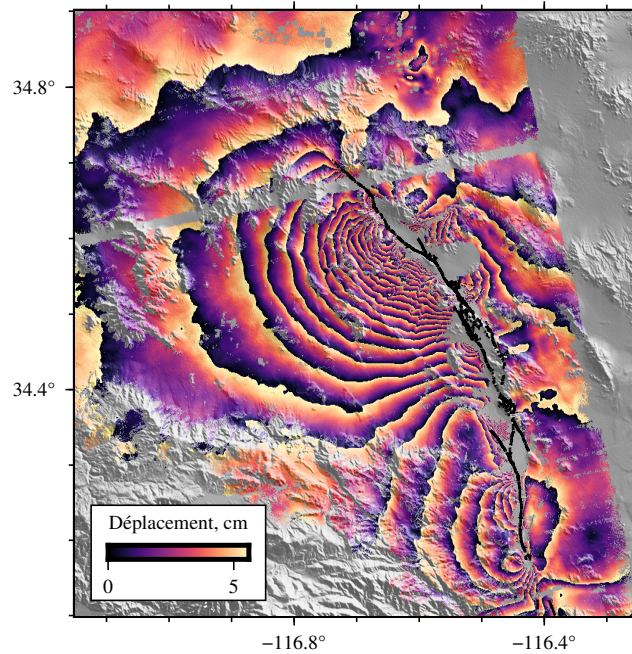


Figure 2.5. Interférogramme montrant la déformation associée au séisme de Landers en 1992 (Californie, $M_W = 7.2$). Ces données ont été obtenues à partir de deux images SAR obtenues par le satellite ERS-1 en orbite ascendante le 26 mai et le 30 juin 1992 (cf., [GOM 18a]). Les couleurs indiquent le déplacement mesuré dans la ligne de visée du satellite. La phase a été déroulée puis ré-enroulée à 5.17cm par frange. La trace en surface de la rupture du séisme de Landers est indiquée en noir.

signal tectonique. Alors que l'effet ionosphérique est plus difficile à estimer, plusieurs techniques ont été développées pour évaluer le signal d'origine troposphérique et corriger les interférogrammes de ces effets (voir par exemple [JOL 11]). Une autre source de bruit provient de la mauvaise connaissance de la trajectoire du satellite, induisant un signal grande longueur d'onde dans l'image. Une correction orbitale peut alors être estimée pour en limiter l'impact sur les modèles de glissement [SIM 07].

Un exemple d'image InSAR est présentée sur la Figure 2.5 pour le séisme de Landers en 1992 ($M_W = 7.2$). Il s'agit du premier séisme imagé grâce à l'interférométrie radar [MAS 93]. Les données présentées incluent majoritairement le déplacement co-sismique associé au choc principal mais également 2 jours de déformations post-sismiques ainsi qu'une réplique de magnitude $M_W = 6.5$ qui s'est produit quelques heures après le choc principal (au sud de l'image).

Une autre approche répandue est la corrélation d'images prises avant et après un séisme. Ces images peuvent correspondre à des images satellites optiques [AVO 14], à des photographies aériennes [GOM 18a] ou encore à des images d'amplitude SAR [SIM 07]. Contrairement au SAR qui illumine la zone étudiée, la couverture nuageuse est un paramètre limitant lors de l'utilisation d'images optiques. Bien que peu sensible aux perturbations atmosphériques, les principales difficultés à l'application de cette méthode sont liées à la co-registation des images entre elles et aux nuisances orbitales pouvant affecter l'une ou les deux images. La corrélation d'images est une méthode tout à fait complémentaire à l'InSAR car elle informe sur la composante horizontale du mouvement, mais elle permet aussi d'estimer les déplacements forts à proximité des failles souvent associés à une perte de cohérence interférométrique.

2.2.4. Données tsunami

Les séismes de subduction peuvent être associés à une forte déformation du fond océanique. Ces déplacements occasionnés sur le plancher océanique engendrent une variation du niveau de la mer par rapport à son niveau d'équilibre créant ainsi des vagues tsunami. Les données tsunami sont donc un atout capital car elles apportent une information importante sur le champ de déplacement au fond de la mer, où peu voir aucune observation n'est disponible.

Les données tsunami sont mesurés en estimant la variation de hauteur de la surface de l'océan. Ces enregistrements peuvent prendre plusieurs formes. Depuis les années 2000, un réseau de bouées DART (*Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis*) est déployé par l'agence américaine NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*). Ces bouées déployées en pleine mer transmettent en temps réel des enregistrements d'un capteur de pression posé sur le plancher océanique pour estimer les variations de la hauteur de la colonne d'eau. Les tsunamis peuvent également être enregistrés à la côte grâce à des marégraphes qui fournissent des données généralement plus sensibles aux variations locales de bathymétrie. D'autres outils peuvent éventuellement être utilisés. En 2004 par exemple, le satellite d'altimétrie Jason a pu mesurer le tsunami généré par le séisme de Sumatra-Andaman ($M_W = 9.0$, [SLA 08])

2.3. Le problème direct

Nous introduisons ici la formulation permettant de relier la source sismique aux données en surface (listées dans la partie 2.2). On considère qu'un séisme correspond à une discontinuité de déplacement $\Delta \mathbf{u}(\boldsymbol{\xi}, \tau)$ pendant une durée de rupture T au travers d'une ou de plusieurs failles correspondant à une surface notée Σ . La fonction $\Delta \mathbf{u}(\boldsymbol{\xi}, \tau)$ décrit donc le glissement dans le temps (τ) et dans l'espace ($\boldsymbol{\xi}$) sur la faille considérée (voir Figure 2.6). On suppose également qu'aux échelles de temps considérées, le milieu se comporte de façon élastique linéaire. D'après le théorème de représentation (cf., équation 3.2 de [AKI 02]), la discontinuité de déplacement $\Delta \mathbf{u}(\boldsymbol{\xi}, \tau)$

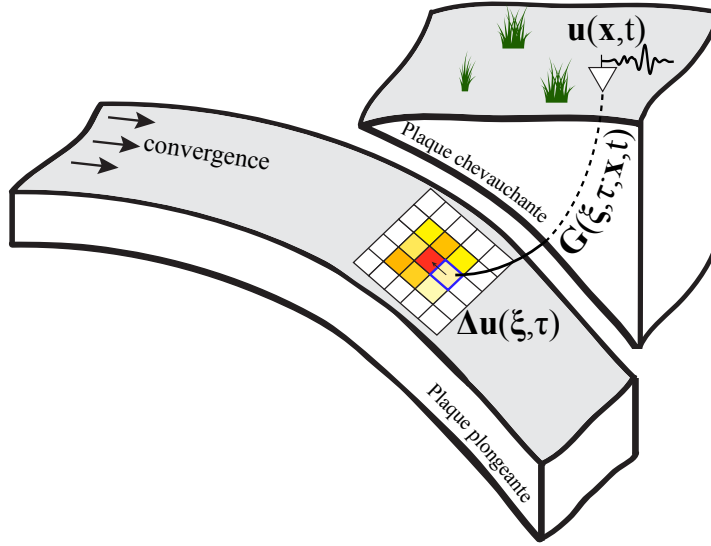


Figure 2.6. Problème direct dans le cas d'un séisme de subduction. Dans cet exemple, la faille est discrétisée spatialement avec des sous-failles rectangulaires (ici colorés en fonction de l'amplitude du glissement). La distribution de glissement $\Delta \mathbf{u}(\boldsymbol{\xi}, \tau)$ dans l'espace ($\boldsymbol{\xi}$) et dans le temps (τ) est reliée aux observations de surface $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ grâce à la fonction $\mathbf{G}(\mathbf{x}, t; \boldsymbol{\xi}, \tau)$ comme indiqué dans l'équation 2.3. Figure modifiée d'après [GOM 18c]

sur la faille Σ est reliée au déplacement observé à la surface $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ via l'expression suivante :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_0^T d\tau \int_{\Sigma} \Delta u_j(\boldsymbol{\xi}, \tau) c_{j k p q}(\boldsymbol{\xi}) \nu_k(\boldsymbol{\xi}) G_{i p, q}(\mathbf{x}, t; \boldsymbol{\xi}, \tau) d\Sigma \quad (2.3)$$

où $G_{i p}$ est la fonction de Green qui décrit la composante i du déplacement au récepteur en (\mathbf{x}, t) due à une force impulsionnelle en $(\boldsymbol{\xi}, \tau)$ qui agit dans la direction p . L'indice q dans $G_{i p, q}$ indique la dérivée de la fonction de Green $G_{i p}$ par rapport à la direction ξ_q . Dans cette équation, on note également $c_{i j p q}$ le tenseur des coefficients élastiques et $\boldsymbol{\nu}(\boldsymbol{\xi})$ la normale à la surface de la faille. On se limitera ici au cas où la discontinuité de déplacement $\Delta \mathbf{u}(\boldsymbol{\xi}, \tau)$ est perpendiculaire à $\boldsymbol{\nu}(\boldsymbol{\xi})$. Pour plus de détails sur cette représentation de la source sismique, le lecteur peut se référer au chapitres 2 et 3 de [AKI 02]. De façon équivalente, on peut ré-écrire l'équation (2.3) comme:

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_0^T d\tau \int_{\Sigma} \Delta \dot{u}_j(\boldsymbol{\xi}, \tau) c_{j k p q}(\boldsymbol{\xi}) \nu_k(\boldsymbol{\xi}) H_{i p, q}(\mathbf{x}, t; \boldsymbol{\xi}, \tau) d\Sigma \quad (2.4)$$

où $H_{i p, q}$ est la réponse à une fonction de Heaviside:

$$H_{i p, q}(\mathbf{x}, t; \boldsymbol{\xi}, \tau') = \int_0^{\tau'} G_{i p, q}(\mathbf{x}, t; \boldsymbol{\xi}, \tau) d\tau. \quad (2.5)$$

On cherche à décrire la distribution de glissement dans le temps et dans l'espace. Pour ce faire, on paramétrise la vitesse de glissement en la décomposant sur N_s fonctions de base spatiales de la façon suivante [IDE 07]:

$$\Delta \dot{u}_i(\xi, \tau) = \sum_{j=1}^{N_s} p^j \hat{u}_i^j(\tau) \phi^j(\xi) h^j(\xi, \tau) \quad (2.6)$$

où on définit:

- $\Delta \dot{u}_i$ la i -ème composante du vecteur de glissement sur la faille,
 - $\phi^j(\xi)$ la j -ème fonction de base spatiale associée au coefficient p^j ,
 - p^j un coefficient dont la dimension est le produit du glissement par une aire,
 - $h^j(\xi, \tau)$ une fonction décrivant l'évolution temporelle de la rupture,
 - $\hat{u}_i^j(\tau)$ un vecteur unitaire représentant la direction de glissement au temps τ .
- Les fonctions $\phi^j(\xi)$ et $h^j(\xi, \tau)$ sont normalisées tel que $\int_{\Sigma} \phi^j(\xi) d\Sigma(\xi) = 1$ et $\int_{-\infty}^{+\infty} h^j(\xi, \tau) d\tau = 1$.

Un choix courant pour la paramétrisation spatiale du glissement est de "quadriller" la faille avec des sous-failles dans lesquelles le glissement est considéré constant à un temps donné. Des sous-failles rectangulaires (comme sur la Figure 2.6) ou triangulaires sont couramment employées dans la littérature. Dans les équations précédentes, on définit alors $\phi^j(\mathbf{x})$ comme une fonction porte sur la faille. Pour la j -ème sous-faille, on a donc

$$\begin{aligned} \phi^j(\xi) &= 1/\Sigma^j \text{ lorsque } \xi \in \Sigma^j \\ \phi^j(\xi) &= 0 \text{ sinon} \end{aligned} \quad (2.7)$$

où Σ^j correspond à la surface de la sous-faille j . Dans ce cas là, les coefficients p^j correspondent directement au produit entre le glissement et l'aire de chaque sous-faille. On parle alors de "seismic potency" en anglais qui pourrait se traduire par "puissance sismique".

2.3.1. Cas statique: modélisation de données géodésiques

Si on ne s'intéresse qu'à la distribution finale du glissement, on peut utiliser des données géodésiques co-sismiques qui ne sont sensibles qu'à la distribution statique du glissement. Pour des séismes de taille modérée, les données tsunami rentrent également dans cette catégorie car elles ont une faible sensibilité à l'histoire de la rupture. Les séismes de magnitude $M_W > 8$ ont une durée de rupture importante ($T > 1$ min) qu'il faudra généralement prendre en compte lors de la modélisation de données tsunami. Pour modéliser les données statiques, on intègre les équations précédentes dans le temps jusqu'à la durée de rupture T . On obtient:

$$\Delta u_i(\xi) = \sum_{j=1}^{N_s} p^j \hat{u}_i^j \phi^j(\xi) \quad (2.8)$$

où \hat{u}_i^j représente cette fois la direction finale du glissement sur la faille. On peut ensuite décomposer le vecteur de glissement en deux composantes:

$$\Delta u_i(\xi) = \sum_{j=1}^{N_s} (p^{j1} v_i^1 + p^{j2} v_i^2) \phi^j(\xi) \quad (2.9)$$

où p^{j1} et p^{j2} sont les composantes de p^j dans la direction des deux vecteurs unitaires orthogonaux \mathbf{v}^1 et \mathbf{v}^2 . Ainsi par exemple, \mathbf{v}^1 et \mathbf{v}^2 peuvent correspondre aux directions le long du pendage et le long de l'azimut de la faille. En remplaçant cette formulation dans l'équation (2.3), on obtient:

$$u_i(\mathbf{x}) = \sum_{l=1}^{N_s} (p^{l1} v_j^1 + p^{l2} v_j^2) \mathcal{G}_{ij}^l(\mathbf{x}) \quad (2.10)$$

où on a:

$$\mathcal{G}_{ij}^l(\mathbf{x}) = \int \int_{\Sigma} \phi^l(\xi) c_{j k p q}(\xi) \nu_k(\xi) G_{ip,q}(\mathbf{x}; \xi) d\Sigma(\xi) \quad (2.11)$$

Dans le cas où on utilise une paramétrisation en sous-failles, on a:

$$\mathcal{G}_{ij}^l(\mathbf{x}) = \frac{1}{\Sigma^l} \int \int_{\Sigma^l} c_{j k p q}(\xi) \nu_k(\xi) G_{ip,q}(\mathbf{x}; \xi) d\Sigma(\xi) \quad (2.12)$$

où Σ^l correspond à la surface de la sous-faille l pour laquelle $\phi^l(\xi) = 1/\Sigma^l$ (voir équation 2.7). Dans les équations ci-dessus, $\mathcal{G}_{ij}^l(\mathbf{x})$ décrit le déplacement à la surface (en \mathbf{x}) causé par un glissement unitaire sur la sous-faille l . Dans un demi-espace homogène, cette fonction peut être calculée analytiquement [OKA 85]. Pour un milieu hétérogène, il existe différents outils pour calculer numériquement la réponse d'un milieu tabulaire (par ex. [ZHU 02]) ou d'un milieu 3D (par ex. [AAG 13]).

Dans le cas statique, on peut donc décrire la distribution finale de glissement en utilisant deux composantes de "slip potency" p^{l1} et p^{l2} pour chaque sous-faille l (c.-à-d. pour chaque fonction de base ϕ^l). Il s'agit d'un problème linéaire:

$$\mathbf{d}_s = \mathbf{G}_s \mathbf{m}_s \quad (2.13)$$

où \mathbf{d}_s est le vecteur donnée contenant les mesures géodésiques en surface, \mathbf{m}_s correspond au vecteur modèle contenant les coefficients p^{l1} et p^{l2} , \mathbf{G}_s est la matrice contenant les fonctions $\mathcal{G}_{ij}^l(\mathbf{x})$ définie dans les équations 2.11 et 2.12).

2.3.2. Cas cinématique: modélisation de données sismologiques et GNSS haute fréquence

Si on s'intéresse à la façon dont la rupture se propage sur la faille, il faut choisir une paramétrisation pour décrire l'évolution temporelle du glissement. Traditionnellement, il existe deux approches qui sont détaillées ci-dessous.

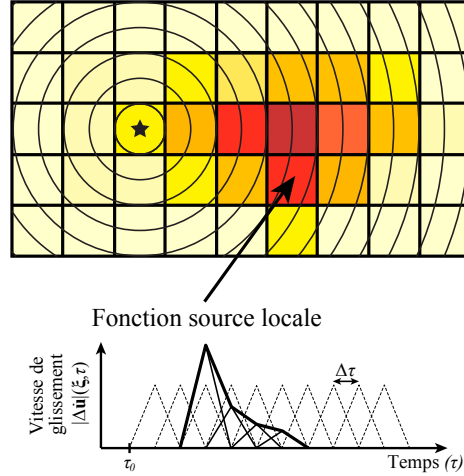


Figure 2.7. Paramétrisation en fenêtres multiples. Exemple de formulation basée sur l'utilisation de fonctions de base triangulaires en temps et rectangulaires dans l'espace. La couleur de chaque sous-faille indique l'amplitude du glissement. Les temps de rupture minimums τ_0 sont représentés par des isocontours de temps sur la faille. La vitesse de glissement est présentée en noir pour une des sous-failles après sommation des fonctions temporelles (triangles en pointillés).

2.3.2.1. Approche linéaire en fenêtres multiples

Comme illustré sur la Figure 2.7, la paramétrisation en fenêtre multiple consiste à développer la fonction $\hat{u}_i^j(\tau) h^j(\xi, \tau)$ dans l'équation (2.6) en utilisant une série de N_t coefficients:

$$\Delta \hat{u}_i(\xi, \tau) = \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{k=1}^{N_t} (p^{jk1} v_i^1 + p^{jk2} v_i^2) \phi^j(\xi) f(\tau - (k-1)\Delta\tau - \tau_0(\xi)) \quad (2.14)$$

Dans cette équation $f(\tau)$ est une fonction de base temporelle qui est nulle pour $\tau < 0$ avec une intégrale unitaire et un support fini. Un choix typique pour $f(\tau)$ est une fonction porte ou une fonction triangulaire [OLS 82]. Ces fonctions représentent une série de fenêtres décalées tous les $\Delta\tau$ entre un temps de rupture minimum $\tau = \tau_0(\xi)$ et un temps de rupture maximum $\tau = \tau_0(\xi) + (N_t - 1)\Delta\tau$. Cette paramétrisation décompose donc la vitesse de glissement $\Delta \hat{\mathbf{u}}$ en une série de coefficients p^{jkl} associés à la l -ème direction de glissement sur la j -ème fonction de base spatiale et une fenêtre temporelle décalée de $(k-1)\Delta\tau + \tau_0(\xi)$ (voir Figure 2.7).

En substituant cette équation dans (2.4), on obtient une expression assez similaire au cas statique. En considérant une fonction porte $\phi^j(\xi)$ pour la j -ème sous-faille et

un temps initial de rupture $\tau_0(\xi \in \Sigma^j) = \tau_0^j$:

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_s} \sum_{k=1}^{N_t} (p^{lk1} v_j^1 + p^{lk2} v_j^2) \mathcal{G}_{ij}^{lk}(\mathbf{x}, t - (k-1)\Delta\tau - \tau_0^j) \quad (2.15)$$

avec:

$$\mathcal{G}_{ij}^{lk}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\Sigma^l} \int_0^T d\tau \int \int_{\Sigma^l} f(\tau) c_{j k p q}(\xi) \nu_k(\xi) H_{i p, q}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) d\Sigma(\xi) \quad (2.16)$$

Comme dans le cas statique, on obtient un problème linéaire:

$$\mathbf{d}_k = \mathbf{G}_k \mathbf{m}_k \quad (2.17)$$

où \mathbf{d}_k est le vecteur donnée, \mathbf{m}_k inclut les coefficients p^{jkl} et \mathbf{G}_k est la matrice contenant les formes d'ondes calculés pour chaque fonction de base dans l'espace et dans le temps (cf., équation 2.16).

Cette paramétrisation est fréquemment utilisée car elle aboutit à un système d'équations linéaires qui peut être résolu avec des approches classiques comme la méthode des moindres carrés. Le modèle en fenêtre multiple est aussi avantageux car il autorise une certaine flexibilité dans l'évolution temporelle du glissement. Cependant, un inconvénient important de cette formulation est qu'elle repose sur un grand nombre de paramètres à estimer. Pour les grands séismes se produisant sur de grandes failles avec des durées de rupture importantes, on peut facilement aboutir à plusieurs milliers de paramètres. Pour diminuer la dimension du problème, on considère donc généralement un nombre limité de fenêtres temporelles à partir d'un temps de rupture minimum $\tau_0(\xi) = |\xi - \xi_0|/V_R^{max}$ déterminé par une vitesse de rupture V_R^{max} et la position de l'hypocentre ξ_0 sur la faille (fixée a priori).

2.3.2.2. Approche non-linéaire

Dans l'approche non-linéaire de l'inversion cinématique, les temps de rupture sont traités comme des paramètres à déterminer. On a donc:

$$\Delta \dot{u}_i(\xi, \tau) = \sum_{j=1}^{N_s} (p^{j1} v_i^1 + p^{j2} v_i^2) \phi^j(\xi) f(\tau - \tau^j, r^j) \quad (2.18)$$

avec:

- $f(\tau, r)$ une fonction qui est nulle pour $\tau < 0$ et $\tau > r$ et d'intégrale unitaire,
- τ^j correspond au temps de rupture pour la sous-faille j (ou la fonction ϕ^j),
- r^j est la durée locale du glissement, appelée "rise-time" ou temps de montée.

Dans l'approche non-linéaire, la forme de la fonction source locale $f(\tau, r)$ est identique pour toutes les sous-failles j (contrairement à l'approche linéaire en fenêtres multiples). On peut utiliser différentes formes pour la fonction $f(\tau, r)$: fonction porte,

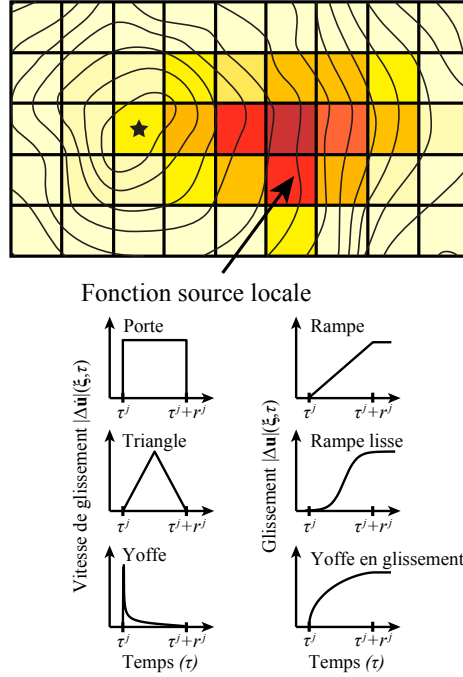


Figure 2.8. Paramétrisation non-linéaire. Formulation non-linéaire où l'évolution temporelle du glissement est paramétrisée avec un temps de rupture τ^j et un temps de montée r^j . On considère une paramétrisation spatiale en sous-faille où la couleur indique l'amplitude du glissement. Les temps de rupture sont indiqués sur la faille par des isocontours. Différents choix pour la fonction $f(\tau, r)$ sont présentés sous la faille en vitesse de glissement à gauche (fonction porte, triangulaire et Yoffe) avec leur équivalent en glissement à droite (rampe, rampe lisse, Yoffe en glissement).

fonction triangulaire sont des choix typiques (cf., Figure 2.8). Il est également possible d'utiliser des expressions qui représentent mieux la dynamique de la rupture (une fonction de Yoffe est présentée par exemple sur la Figure 2.8, [TIN 05b]).

En intégrant cette paramétrisation dans l'équation (2.4), on obtient un problème direct non linéaire:

$$\mathbf{d}_k = \mathbf{G}_k(\mathbf{m}_k) \quad (2.19)$$

Dans cette équation, le vecteur modèle \mathbf{m}_k inclut les coefficients p^{j^l} , les temps de montée r^j et les temps de rupture τ^j . \mathbf{G}_k représente la fonction non linéaire permettant de relier ces paramètres au vecteur donnée \mathbf{d}_k . Certaines approches décrivent la vitesse de rupture V_R^j dans chaque sous-faille à la place des temps de rupture τ^j (voir par exemple [MIN 13]). Le calcul direct $\mathbf{G}_k(\mathbf{m}_k)$ inclut alors la résolution de l'équation

eikonal

$$|\nabla\tau^j| = 1/V_R^j \quad (2.20)$$

permettant d'obtenir les temps de rupture τ^j (avec $\tau^j = 0$ à l'hypocentre du séisme). Ce type d'approche permet notamment d'imposer la causalité du front de rupture.

Une paramétrisation non-linéaire permet de réduire significativement la dimension du problème. Avec cette formulation, le nombre de paramètres est de $4 \times N_s$ qui est généralement bien inférieur aux $2 \times N_s \times N_t$ paramètres de l'approche en fenêtres multiples (cf., équation 2.15). L'inconvénient majeur est la non-linéarité du problème direct qui complique la résolution du problème inverse et peut aboutir à l'existence de minimums locaux.

2.3.3. Calcul des fonctions de Green

Les formulations du problème direct présentées ci-dessus reposent sur les dérivées spatiales des fonctions de Green ($G_{ip,q}$ ou $H_{ip,q}$ dans les équations 2.3 et 2.4) qui doivent être calculées en chaque point de la faille. Suivant la paramétrisation et les données utilisées, différentes stratégies peuvent être employées pour le calcul de $G_{ip,q}$.

Comme décrit dans la section 2.3.1 dans le cas statique, il existe des solutions analytiques pour calculer les fonctions de Green dans un demi-espace homogène [OKA 85]. Il existe également différents outils numériques pour simuler les déplacements statiques dans un milieu 2D ou 3D [ZHU 02, AAG 13]. Lorsque des données tsunami sont utilisées, ces fonctions de Green statiques doivent être couplés à des modèles décrivant la propagation du tsunami à partir d'un champ de déplacement du fond marin [SAT 07]. La longueur d'onde tsunami étant généralement largement supérieure à la profondeur d'eau et son amplitude étant petite devant la profondeur océanique en pleine mer, la modélisation tsunami est généralement effectuée en considérant des approximations dites en eau peu profonde et de petite vague. Un des codes les plus populaires basé sur ces approximations est COMCOT (pour CORnell Multi-grid COupled Tsunami Model [LIU 98]). Bien que ce code soit adapté pour la modélisation de données DART en pleine mer, il ne conviendra pas pour les données marégraphiques cotières pour lesquelles l'hypothèse de petite vague n'est souvent pas valide. Par ailleurs, des effets dispersifs liés à l'élasticité du fond marin et à la variation de densité d'eau sont généralement négligés [TSA 13]. Ces effets engendrent des retards dans la propagation tsunami pouvant atteindre plusieurs minutes. Des codes ont été développés pour modéliser ces effets [ALL 14] et il est également possible d'appliquer des corrections au premier ordre sur les temps de trajet [TSA 13] ou la profondeur océanique [INA 13].

La modélisation des données sismologiques repose souvent sur la simulation de formes d'ondes pour un milieu tabulaire. Dans le cas de données télé-sismiques à

courte période, on emploie généralement la méthode de la matrice de propagation couplée à la théorie des rais [BOU 76, KIK 91]. Les ondes P et S télésismiques sont alors modélisées en considérant des milieux tabulaires à la source, aux récepteurs et éventuellement aux points de réflexion PP si ces phases sont utilisées. Pour des données plus longue période (ondes de surface, phase W), il est courant de calculer les sismogrammes synthétiques via sommation de modes propres [DAH 98]. Pour le calcul de formes d'ondes en champ proche, l'utilisation de méthodes basées sur l'intégration en nombre d'ondes est très répandue [BOU 81] et de nombreux codes basés sur ces méthodes sont distribués (voir par exemple [HER 13]). La prise en compte de la structure 3D est de plus en plus répandue dans les études de source [HJÖ 09]. Pour ce faire, il existe de nombreuses méthodes de modélisation de formes d'onde 3D telles que des approches en différence finies ou en éléments spectraux [KOM 99]. Bien que la prise en compte de l'hétérogénéité latérale soit importante pour améliorer la caractérisation de la source, des modèles détaillés de structure 3D ne sont pas toujours disponibles. Pour limiter l'impact des imprécisions dans le modèle de Terre, certaines approches reposent sur la calibration empirique des fonctions de Green [WEI 13]. Une bonne alternative est l'utilisation de fonctions de Green empiriques (EGF) qui consiste à utiliser des enregistrements de petits séismes co-localisés avec le séisme étudié [HAR 78]. Toutefois la couverture en EGFs n'est souvent pas suffisante pour couvrir toute la faille et cette approche repose sur l'hypothèse que le séisme étudié et les EGFs sont associés au même mécanisme au foyer. La question de la modélisation du champ d'onde sismique (en particulier télésismique) est abordée plus en profondeur dans le Chapitre 1.

Les imprécisions dans le modèle de vitesse utilisé pour le calcul des fonctions de Green peuvent avoir un impact important lors de l'inversion du glissement. Comme on le verra dans la section suivante, l'incertitude associée au modèle de Terre peut être prise en compte dans le problème inverse. Pour limiter l'impact des imprécisions du modèle de vitesse, une pratique courante est d'aligner les arrivées d'ondes prédites et observées pour minimiser la différence entre les phases correspondantes. Cette approche reste cependant complexe en champ proche où les ondes S dominent les enregistrements mais pour lesquelles un temps d'arrivée est difficile à déterminer car il est souvent masqué par les ondes P. Un mauvais alignement des arrivées P et/ou S peut avoir un impact considérable sur le résultat de l'inversion et peut en partie expliquer la variabilité de certains modèles de source. Il est donc impératif d'utiliser un modèle de vitesse fiable pour limiter son impact sur le résultat final.

2.4. Le problème inverse

Le problème inverse consiste à retrouver un modèle de glissement \mathbf{m} à partir des données \mathbf{d}_{obs} , de notre formulation du problème direct et de notre connaissance *a priori* sur le modèle. Il existe de nombreux ouvrages détaillant différentes approches pour la résolution du problème inverse. Nous ne présentons ici que quelques

approches pour introduire l'optimisation régularisée et l'inversion Bayésienne. Pour plus de détails, le lecteur peut se référer par exemple à [TAR 05].

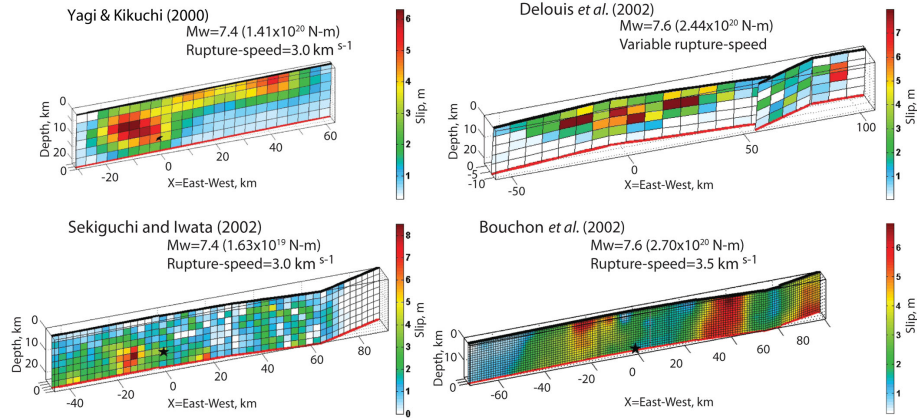


Figure 2.9. Une illustration de la variabilité des modèles de source cinématiques.
*Résultats de l'inversion de glissement obtenus par différentes équipes pour le séisme d'Izmit en 1999. Ces modèles de source sont disponibles via la base de données SRCMOD [MAI 12].
 Figure modifiée d'après [DUP 14].*

On se limitera ici aux approches où une norme L^2 est utilisée pour caractériser l'écart aux données. On définit ainsi une fonction d'ajustement aux données :

$$\chi(\mathbf{m}) = \|\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})\|_2^2 \quad (2.21)$$

Le vecteur données \mathbf{d}_{obs} est généralement construit en concaténant les formes d'ondes sismologiques et les autres observables (géodésiques, tsunami, etc.). Le problème peut également être résolu en représentant les données sismologiques dans le domaine fréquentiel. Cependant, comme on le verra dans la section 2.4.3, modéliser les données en fréquence est théoriquement identique à le faire dans le domaine temporel [IDE 07].

Les données étant affectées par des erreurs de mesure et notre connaissance limitée du sous-sol, la solution du problème inverse est généralement non-unique. Il existe alors plusieurs modèles de glissement associés à un écart aux données $\chi(\mathbf{m})$ similaire. Même lorsque les incertitudes sont faibles, l'utilisation de données en surface pour caractériser un processus de rupture complexe en profondeur est un problème fondamentalement mal posé. Ainsi par exemple, si on se place dans un cas linéaire gaussien $\mathbf{G}(\mathbf{m}) = \mathbf{G}\mathbf{m}$, en considérant des données suffisantes, indépendantes et identiquement distribuées, la minimisation de $\chi(\mathbf{m})$ aboutit à la solution des moindres carrés :

$$\tilde{\mathbf{m}} = (\mathbf{G}^t \mathbf{G})^{-1} \mathbf{G}^t \mathbf{d}_{\text{obs}} \quad (2.22)$$

où l'exposant t indique la transposition de matrice.

Lors de l'inversion du glissement, la matrice $\mathbf{G}^t \mathbf{G}$ dans l'équation (2.22) est généralement mal conditionnée. Il existe alors une infinité de solutions minimisant l'écart aux données. Cette variabilité dans les résultats de l'inversion est illustrée sur la Figure 2.9 dans le cas du séisme d'Izmit (Turquie) en 1999 ($M_W = 7.6$). Le séisme d'Izmit en 1999 n'est pas un cas isolé. Pour beaucoup d'évènements, de petites différences dans le jeu de données ou la formulation du problème aboutissent à des différences importantes dans les distributions de glissement obtenues [MAI 12]. Pour traiter ce problème de non-unicité de la solution, une pratique répandue est de régulariser l'inversion pour se placer dans un problème d'optimisation bien conditionné. Une approche alternative est de caractériser l'ensemble des modèles plausibles qui expliquent les données en considérant nos connaissances a priori sur la rupture. Ces deux approches sont décrites ci-dessous.

2.4.1. Approche par régularisation de Tikhonov

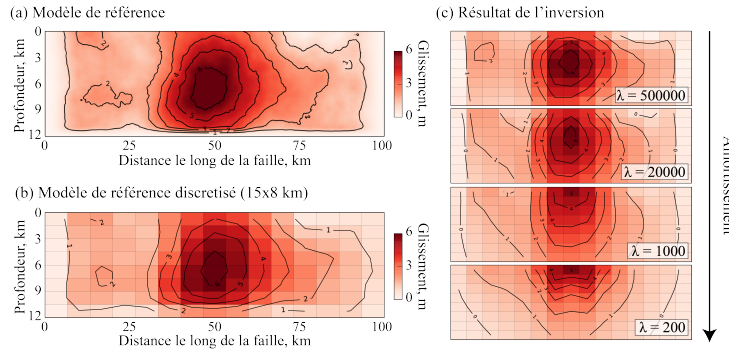


Figure 2.10. Impact de la régularisation sur les modèles de glissement. (a) *Modèle synthétique décrivant une distribution hétérogène de glissement.* (b) *Modèle synthétique discrétisé dans des cellules de 15x8 km.* (c) *Résultat de l'inversion en considérant un amortissement croissant. Ce test est effectué en supposant un réseau de stations GNSS espacées régulièrement tous les 10 km autour de la faille. Le lissage est contrôlé par l'amortissement λ comme indiqué dans l'équation (2.23).*

La régularisation de Tikhonov est une méthode de régularisation très répandue pour la résolution de problèmes inverses mal posés. Cette méthode est également connue sous le nom de régression de crête (ridge regression). Pour limiter la non-unicité du problème inverse, un terme de régularisation est introduit dans la minimisation. La solution est alors donnée par:

$$\tilde{\mathbf{m}} = \arg \min(\|\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})\|_2^2 + \lambda^2 \|\mathbf{\Gamma} \mathbf{m}\|_2^2) \quad (2.23)$$

où $\mathbf{\Gamma}$ est la matrice de Tikhonov et λ le paramètre d'amortissement. Dans l'équation ci-dessus, " $\arg \min(f(\mathbf{m}))$ " définit la valeur de \mathbf{m} minimisant ma fonction coût $f(\mathbf{m})$.

La matrice $\mathbf{\Gamma}$ peut prendre différentes formes suivant les caractéristiques du modèle que l'on souhaite favoriser. Un choix classique est $\mathbf{\Gamma} = \mathbf{I}$ qui privilégiera les modèles avec une norme L_2 faible (voir par exemple [OLS 82]). Dans le contexte de l'inversion du glissement, cette régularisation peut cependant biaiser les modèles vers des magnitudes de moment faibles (en réduisant l'amplitude du glissement sur la faille). Un autre choix répandu est l'opérateur Laplacien spatial $\mathbf{\Gamma} = \nabla^2$ qui consiste à minimiser la "rugosité" du modèle afin d'obtenir une distribution de glissement relativement lisse sur la faille.

On se place maintenant dans un cas linéaire $\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m}$ comme dans le cas statique (section 2.3.1) ou dans une paramétrisation en fenêtres multiples (section 2.3.2.1). Pour traiter le problème inverse, on considère le cas pondéré $\mathbf{W}\mathbf{d} = \mathbf{W}\mathbf{G}\mathbf{m}$ avec \mathbf{W} une matrice diagonale dont les éléments W_{ii} donnent le poids associé au i -ème échantillon de donnée. L'équation (2.23) devient alors:

$$\tilde{\mathbf{m}} = (\mathbf{G}^t \mathbf{W}^2 \mathbf{G} + \lambda^2 \mathbf{\Gamma}^t \mathbf{\Gamma})^{-1} \mathbf{G}^t \mathbf{W}^2 \mathbf{d}_{\text{obs}} \quad (2.24)$$

Cette équation est peu utilisée en pratique car elle aboutit souvent à des solutions incorporant du glissement dans la direction négative (c.-à-d. dans le sens opposé au glissement moyen sur la faille). Même si l'existence d'un tel phénomène est débattue, il est difficile d'imaginer une inversion radicale de la direction de glissement dans un environnement sous contrainte tel que la croûte terrestre. Pour limiter de telles oscillations du modèle, on intègre alors des contraintes de positivité : la minimisation de l'équation (2.23) peut alors être résolue en utilisant une méthode d'optimisation comme les moindres carrés non-négatifs, les gradients conjugués ou le recuit simulé [TAR 05].

La solution de l'équation 2.23 est un compromis entre l'ajustement des données $\|\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})\|_2^2$ et la régularisation du modèle $\|\mathbf{\Gamma}\mathbf{m}\|_2^2$ dont le poids relatif est contrôlé par le paramètre d'amortissement (λ). Le choix de λ a donc un impact direct sur la solution. Comme illustré sur la Figure 2.10, un λ^2 élevé aboutira à un modèle très lisse alors qu'un λ^2 plus faible renforcera l'ajustement des données. L'approche la plus répandue consiste à calculer la courbe en L de l'écart aux données $\|\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})\|_2^2$ en fonction de $\|\mathbf{\Gamma}\mathbf{m}\|_2^2$. On choisira alors une valeur de λ au coin de la courbe (offrant un compromis acceptable). Ce choix reste cependant relativement arbitraire et a un impact important sur le modèle obtenu (cf., [CAU 10]).

2.4.2. Approche Bayésienne

La régularisation de Tikhonov est un outil pratique pour résoudre rapidement l'inversion du glissement comme un problème d'optimisation. Cette approche repose cependant sur un amortissement du modèle qui n'a pas de réelle base physique. Cette régularisation peut par ailleurs avoir un impact important sur la solution (cf.,

Figure 2.10). L'approche Bayésienne aborde différemment le problème de la non-unicité de la solution. L'idée est de caractériser l'ensemble des modèles pouvant expliquer les données au regard des différentes sources d'incertitudes et de notre connaissance a priori sur le modèle. L'ensemble des modèles obtenus est alors présenté comme la solution du problème inverse.

Cette approche repose sur le théorème de Bayes permettant de caractériser la densité de probabilité *a posteriori* du modèle \mathbf{m} étant données nos observations \mathbf{d}_{obs} :

$$p(\mathbf{m}|\mathbf{d}_{\text{obs}}) = \frac{p(\mathbf{d}_{\text{obs}}|\mathbf{m})p(\mathbf{m})}{p(\mathbf{d}_{\text{obs}})} \quad (2.25)$$

Dans cette équation, $p(\mathbf{m})$ est la distribution de probabilité représentant nos connaissances *a priori* sur le modèle \mathbf{m} . Le terme $p(\mathbf{d}_{\text{obs}}|\mathbf{m})$ est la fonction de vraisemblance des données, représentant la plausibilité de nos observations \mathbf{d}_{obs} pour différents modèles \mathbf{m} . Même si la vraisemblance des données est ici une fonction de \mathbf{m} , il ne s'agit pas d'une densité de probabilité sur \mathbf{m} (son intégrale en fonction de \mathbf{m} n'est d'ailleurs pas nécessairement unitaire). Le dénominateur dans l'équation 2.25 est une constante de normalisation que l'on peut définir comme :

$$p(\mathbf{d}_{\text{obs}}) = \int p(\mathbf{d}_{\text{obs}}|\mathbf{m})p(\mathbf{m})d\mathbf{m} \quad (2.26)$$

Dans un cadre Bayésien, la solution du problème est donc la distribution de probabilité *a posteriori* $p(\mathbf{m}|\mathbf{d}_{\text{obs}})$. Cette distribution caractérise l'information sur le modèle \mathbf{m} étant données les observations \mathbf{d}_{obs} , la formulation du problème direct $\mathbf{G}(\mathbf{m})$, les incertitudes associées et nos hypothèses *a priori* sur le modèle. Formellement, on peut réécrire le problème direct en considérant les incertitudes associées :

$$\mathbf{d}_{\text{obs}} = \mathbf{G}(\mathbf{m}) + \mathbf{e}_d + \mathbf{e}_p \quad (2.27)$$

où \mathbf{e}_d représente l'incertitude sur les données (c-à-d., l'erreur de mesure) et \mathbf{e}_p correspond à l'incertitude associée au problème direct (liées aux imprécisions de modélisation). Bien que l'incertitude sur le problème direct \mathbf{e}_p soit généralement négligée, son amplitude peut être plus importante que l'incertitude \mathbf{e}_d liée aux données. \mathbf{e}_p peut provenir d'imprécisions dans le modèle de Terre utilisé pour calculer les fonctions de Green, d'une géométrie de faille trop simpliste ou d'approximations lors de la paramétrisation du processus de rupture (cf., section 2.3). Les incertitudes \mathbf{e}_d et \mathbf{e}_p sont couramment considérées comme Gaussiennes (un choix qui peut être justifié via le principe d'entropie maximale étant données les covariances correspondantes [JAY 03]). La fonction de vraisemblance $p(\mathbf{d}_{\text{obs}}|\mathbf{m})$ dans l'équation (2.25) peut alors s'écrire [TAR 05]:

$$p(\mathbf{d}_{\text{obs}}|\mathbf{m}) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2}|\mathbf{C}_\chi|^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}[\mathbf{d}_{\text{obs}}-\mathbf{G}(\mathbf{m})]^\dagger \mathbf{C}_\chi^{-1}[\mathbf{d}_{\text{obs}}-\mathbf{G}(\mathbf{m})]} \quad (2.28)$$

où N est le nombre de données (la taille du vecteur \mathbf{d}_{obs}) et \mathbf{C}_χ est la matrice de covariance définie par :

$$\mathbf{C}_\chi = \mathbf{C}_d + \mathbf{C}_p \quad (2.29)$$

où \mathbf{C}_d et \mathbf{C}_p sont les matrices de covariances associées à \mathbf{e}_d et \mathbf{e}_p , respectivement. En utilisant cette forme gaussienne de la fonction de vraisemblance, l'écart aux données est caractérisé par une norme L^2 comme dans l'équation (2.21). La matrice de covariance \mathbf{C}_d associée aux incertitudes observationnelles \mathbf{e}_d peut prendre différentes formes suivant les données considérées. Ainsi par exemple, dans le cas de données sismologiques, \mathbf{C}_d caractérise le niveau de bruit à chaque station ainsi que la corrélation temporelle des données filtrées (voir par exemple [DUP 12]). Différentes approches ont été développées pour construire la matrice de covariance \mathbf{C}_p associée aux incertitudes sur le problème direct \mathbf{e}_p , en particulier en ce qui concerne les imprécisions du modèle de Terre [DUP 14] et de la géométrie de faille [RAG 18].

On considère maintenant le cas linéaire (comme dans les sections 2.3.1 et 2.3.2.1), avec un *a priori* Gaussien de la forme:

$$p(\mathbf{m}) = \frac{1}{(2\pi)^{M/2} |\mathbf{C}_m|^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{m}-\mathbf{m}_{\text{prior}})^t \mathbf{C}_m^{-1} (\mathbf{m}-\mathbf{m}_{\text{prior}})} \quad (2.30)$$

où M est le nombre de paramètres du modèle (la taille du vecteur \mathbf{m}), $\mathbf{m}_{\text{prior}}$ est le modèle moyen *a priori* et \mathbf{C}_m est la matrice de covariance *a priori*. Dans cette configuration, la distribution *a posteriori* est Gaussienne [TAR 05]:

$$p(\mathbf{m}|\mathbf{d}_{\text{obs}}) = \frac{1}{(2\pi)^{M/2} |\tilde{\mathbf{C}}_m|^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{m}-\tilde{\mathbf{m}})^t \tilde{\mathbf{C}}_m^{-1} (\mathbf{m}-\tilde{\mathbf{m}})} \quad (2.31)$$

avec $\tilde{\mathbf{m}}$ le modèle moyen *a posteriori* (également le maximum *a posteriori*) et $\tilde{\mathbf{C}}_m$ et la covariance *a posteriori* qui s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{m}} &= (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_\chi^{-1} \mathbf{G} + \mathbf{C}_m^{-1})^{-1} (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_\chi^{-1} \mathbf{d}_{\text{obs}} + \mathbf{C}_m^{-1} \mathbf{m}_{\text{prior}}) \\ \tilde{\mathbf{C}}_m &= (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_\chi^{-1} \mathbf{G} + \mathbf{C}_m^{-1})^{-1} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Le cas linéaire Gaussien est utile car il offre une solution analytique à la formulation Bayésienne du problème inverse. Le terme \mathbf{C}_m^{-1} dans l'équation (2.32) agit comme un terme de régularisation. En considérant $\mathbf{m}_{\text{prior}} = \mathbf{0}$, $\mathbf{C}_\chi^{-1} = \mathbf{W}^2$ et $\mathbf{C}_m^{-1} = \lambda^2 \mathbf{\Gamma}^t \mathbf{\Gamma}$, on obtient d'ailleurs la solution moindres carrés régularisés de l'équation (2.24). Dans le cas linéaire Gaussien, il y a donc un lien très clair entre la formulation Bayésienne et la régularisation Tikhonov. Si la matrice de poids \mathbf{W} est choisie de façon ad hoc, on peut aussi voir le paramètre d'amortissement λ comme le rapport entre la variance a priori sur le modèle et l'incertitude sur les données. Dans le cas de l'inversion du glissement, cette forme analytique est souvent problématique car elle n'offre pas la possibilité d'imposer des contraintes de positivité. Or, une des informations dont nous

disposons *a priori* est la positivité du glissement dans une direction donnée (à partir des observations longue période ou du glissement attendu à partir du mouvement relatif des plaques tectoniques). Certains de nos paramètres sont donc associés à une information *a priori* $p(\mathbf{m})$ non Gaussienne (typiquement une distribution uniforme définie positive), ne permettant pas d'utiliser les équations (2.31) et (2.32). Par ailleurs, il n'existe pas de forme analytique pour $p(\mathbf{m}|\mathbf{d}_{\text{obs}})$ dans le cas d'un problème non-linéaire comme lorsque nous inversons la vitesse de rupture et le temps de montée en incorporant des données cinématiques (cf., section 2.3.2.2).

Pour résoudre le problème dans le cas général (non-linéaire et/ou non-Gaussien), on peut utiliser une approche d'échantillonnage. L'échantillonnage Bayésien consiste à générer une population de modèles qui seront distribués statistiquement selon $p(\mathbf{m}|\mathbf{d}_{\text{obs}})$. La solution est alors composée d'un ensemble de modèles distribués avec une densité d'autant plus forte qu'ils expliquent les observations et qu'ils sont plausibles au regard de l'information *a priori* $p(\mathbf{m})$. La distribution *a posteriori* sera obtenue en générant un grand nombre d'échantillons de modèles pour lesquels nous évaluerons $p(\mathbf{m}|\mathbf{d}_{\text{obs}})$. Malgré un coût important en terme de calcul, cette approche est intéressante pour des problèmes mal posés car elle ne nécessite pas d'évaluer l'inverse de \mathbf{G} (ou de $\mathbf{G}^t\mathbf{G}$). Contrairement aux équations (2.24) et (2.32), il n'est donc pas nécessaire de régulariser l'inversion de \mathbf{G} en lissant le modèle. L'information contenue dans $p(\mathbf{m})$ doit comprendre les contraintes physiques s'appliquant au modèle. Prenons l'exemple d'un séisme pour lequel on souhaite trouver la distribution du glissement le long de la faille (dans la direction horizontale, le long de l'azimut de la faille). Si les analyses du tenseur moment sismique à longue période révèlent qu'il s'agit d'un séisme en décrochement de magnitude 7, on peut choisir une distribution *a priori* du type $p(\mathbf{m}) = \mathcal{U}(-1\text{m}, 15\text{m})$, c'est à dire une distribution uniforme entre -1 et 15 mètres de glissement. On ne s'attend pas à avoir plus de 15 m de glissement pour une telle magnitude, et on interdit à la faille de glisser significativement dans l'autre sens. Toutes les valeurs de glissement entre -1 m et 15 m sont quant à elles *a priori* équiprobables. Ce choix d'un *a priori* peu informatif permet de réduire l'espace des modèles à explorer tout en laissant les données guider la solution, ce qui fait l'une des forces de l'échantillonnage Bayésien. Pour plus d'information sur l'échantillonnage Bayésien, le lecteur peut se référer à [MIN 13].

2.4.3. Modélisation de données dans le domaine fréquentiel ou en ondelettes

Dans la plupart des approches d'inversion du glissement, le vecteur données \mathbf{d}_{obs} est construit en concaténant les formes d'ondes sismologiques avec les autres jeux de données (GNSS, InSAR, tsunami, etc.). Le problème peut également être résolu en représentant les données sismologiques dans le domaine fréquentiel [OLS 88, COT 95] ou après transformation en ondelettes [JI 02]. On démontre ici que la modélisation des données sismologiques dans ces différents domaines (temporel,

fréquentiel ou en ondelettes) devraient théoriquement aboutir à des modèles de glissements identiques [IDE 07].

On commence par réécrire la fonction d'ajustement aux données dans l'équation (2.21) sous la forme:

$$\chi(\mathbf{m}) = [\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})]^t \mathbf{C}_\chi^{-1} [\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})] \quad (2.33)$$

Dans les développements qui suivent, l'inverse de la matrice de covariance \mathbf{C}_χ peut être invariablement remplacée par la matrice de poids \mathbf{W}^2 utilisée dans l'équation (2.24). A noter également que $\chi(\mathbf{m})$ apparaît dans la fonction de vraisemblance Gaussienne introduite dans l'équation (2.28). La transformée de Fourier ou la transformation en ondelettes peuvent être représentées sous la forme d'un opérateur linéaire \mathbf{T} . On peut alors définir:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{d}}_{\text{obs}} &= \mathbf{T}\mathbf{d}_{\text{obs}} \\ \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{m}) &= \mathbf{T}\mathbf{G}(\mathbf{m}) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Dans cette équation, $\hat{\mathbf{d}}_{\text{obs}}$ and $\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{m})$ correspondent à la transformée de Fourier (ou en ondelettes) des données \mathbf{d}_{obs} et des prédictions $\mathbf{G}(\mathbf{m})$ dans le domaine temporel. On considère ici que \mathbf{T} est un opérateur orthonormal, tel que:

$$\mathbf{T}^t \mathbf{T} = \mathbf{T} \mathbf{T}^t = \mathbf{I} \quad (2.35)$$

où \mathbf{I} est la matrice identité. C'est effectivement le cas pour la transformée de Fourier et les transformées en ondelettes utilisées habituellement dans l'inversion dans la source. On peut alors définir la fonction d'ajustement aux données dans le domaine fréquentiel (ou en ondelettes) comme:

$$\hat{\chi}(\mathbf{m}) = [\hat{\mathbf{d}}_{\text{obs}} - \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{m})]^t \mathbf{C}_{\hat{d}}^{-1} [\hat{\mathbf{d}}_{\text{obs}} - \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{m})] \quad (2.36)$$

où $\mathbf{C}_{\hat{d}}$ est la matrice de covariance en fréquence/ondelettes qui peut être obtenue à partir de la covariance \mathbf{C}_d dans le domaine temporel en utilisant:

$$\mathbf{C}_{\hat{d}} = \mathbf{T} \mathbf{C}_d \mathbf{T}^t \quad (2.37)$$

En insérant les équations (2.34) et (2.37) dans l'équation (2.36) puis en utilisant l'équation (2.35), on peut alors démontrer:

$$\begin{aligned} \hat{\chi}(\mathbf{m}) &= [\mathbf{T}\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{T}\mathbf{G}(\mathbf{m})]^t (\mathbf{T}\mathbf{C}_d\mathbf{T}^t)^{-1} [\mathbf{T}\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{T}\mathbf{G}(\mathbf{m})] \\ &= [\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})]^t \mathbf{T}^t \mathbf{T} \mathbf{C}_d^{-1} \mathbf{T}^t \mathbf{T} [\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})] \\ &= [\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})]^t \mathbf{C}_d^{-1} [\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G}(\mathbf{m})] \\ &= \chi(\mathbf{m}) \end{aligned} \quad (2.38)$$

L'égalité entre les fonctions d'ajustement $\chi(\mathbf{m}) = \hat{\chi}(\mathbf{m})$ pour un même modèle \mathbf{m} démontre que l'inversion de données dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel aboutissent théoriquement à des solutions identiques. Bien entendu, cela n'est valable que si les matrices de covariances $\mathbf{C}_{\hat{d}}$ et \mathbf{C}_d sont statistiquement équivalentes (c.-à-d., si l'équation (2.37) est vraie). Représenter les données en fréquence/ondelettes permet d'associer facilement différents poids à différentes bandes fréquentielles [JI 02]. En pratique, cela est fait en construisant $\mathbf{C}_{\hat{d}}$ dans le domaine fréquentiel. Il reste cependant possible de faire l'inversion dans le domaine temporel en utilisant l'équation (2.37) pour calculer la matrice de covariance \mathbf{C}_d correspondante.

2.5. Caractérisation de la source et implications sur la physique des séismes

Les modèles de glissement obtenus grâce aux méthodes décrites ci-dessus présentent certaines propriétés génériques qui sont activement discutés dans la littérature. Dans cette section nous traitons en particulier du mode de propagation de la rupture, de la vitesse de rupture, de la chute de contrainte et du partitionnement énergétique des séismes.

Une propriété intéressante des modèles cinématiques est qu'ils montrent généralement l'existence d'un pulse de glissement correspondant à une bande cassante se propageant sur la faille avec une largeur étroite par rapport à la taille totale de la rupture [HEA 90]. Cette observation a des implications importantes sur l'état de contrainte et la friction des failles. Un exemple est montré sur la Figure 2.11 dans le cas du séisme d'Ezgeleh de 2017 en Iran ($M_W = 7.3$). Ce modèle montre qu'un pulse de glissement apparaît rapidement : en moins de 4 s et à moins de 7 km de l'épicentre (Figure 2.11d). Si ce pulse était contrôlée par la taille de la rupture, on devrait obtenir un temps de montée $r = 0.5 \times W/V_R$, avec W la largeur de la faille [DAY 82]. La Figure 2.11b montre qu'on a systématiquement $r < 0.5 \times W/V_R$, ce qui indique que le pulse apparaît avant que le front de rupture atteigne les bords de la faille. On parle alors de pulse de glissement autocatrisant [HEA 90]. Ces pulses étroites par rapport à la taille de la rupture peuvent résulter de différents facteurs tels que les propriétés frictionnelles sur la faille, l'hétérogénéité de contrainte ou la réflexion d'ondes dans la zone de faible vitesse autour de la faille [COC 94, PEY 01, HUA 11]. Ce mode de rupture en pulse a également des implications du point de vue de l'aléa sismique et de la génération des mouvements forts. Dans le cas du séisme d'Ezgeleh, la vitesse de glissement élevée, le temps de montée rapide et la forte directivité de la rupture vers le sud semblent avoir exacerbé les dégâts au sud de l'hypocentre (cf., Figure 2.11c). Ces pulses de glissement peuvent être difficiles à arrêter car ils impliquent des contraintes dynamiques importantes au niveau du front de rupture. Ces ruptures pourraient ainsi se propager dans des régions faiblement chargées ou re-rompre des zones de faille ayant récemment été cassées par un autre séisme [VAL 14].

La vitesse de rupture V_R est également un paramètre que l'on peut extraire des modèles cinématiques et qui peut fournir des informations intéressantes sur la dynamique de la rupture. Cependant, V_R et les temps de ruptures τ associés sont souvent estimés avec de fortes incertitudes. La Figure 2.12 montre un exemple de modèle cinématique Bayésien obtenu pour le séisme de Pedernales en 2016 ($M_W = 7.8$, Equateur). On constate assez clairement un compromis entre le temps de rupture τ et le temps de montée r avec une corrélation négative entre ces deux paramètres. Cela est lié au fait que le temps central du pulse est relativement bien contraint alors que les données filtrées ont une sensibilité plus limitée au temps initial de glissement et à la durée de la pulse. Si la vitesse de rupture locale est généralement difficile à contraindre, la vitesse moyenne est généralement plus facile à caractériser (en particulier si des observations sont disponibles à faible distance épacentrale). Typiquement les vitesses de rupture observées sont de l'ordre de 70% de la vitesse des ondes S aux environs de la faille [IDE 07]. Pour certains séismes, on observe cependant des vitesses de rupture dépassant la vitesses des ondes S. Cela est théoriquement possible pour des ruptures en mode II, c'est à dire lorsque la faille glisse dans la même direction que la propagation de la rupture. En pratique, ces ruptures supershear ont été observées principalement pour des séismes en décrochement [BOU 08, SOC 19] mais ont également été rapportées pour d'autres types de mécanismes [ZHA 14].

A des périodes inférieures à 2 s (c-à-d., des longueurs d'ondes inférieures à ~ 5 km), l'hétérogénéité du milieu et les complexités de la rupture produisent des formes d'ondes trop complexes pour être expliquées par un modèle simple [KAN 04]. En particulier, la complexité des formes d'ondes à courte distance suggère une importante hétérogénéité du processus de rupture [ZEN 94]. De part l'utilisation de données filtrées à basse fréquence et les contraintes de lissage spatial, beaucoup de modèles cinématiques peuvent être vus comme la distribution à grande longueur d'onde du glissement sur la faille. Cependant, les sources de radiation haute fréquence ne sont pas nécessairement colocalisées avec les zones de glissement important sur la faille. Ainsi par exemple, l'émission d'ondes à haute fréquence peut être associée à des variations de vitesse de rupture [MAD 77]. L'endommagement dynamique causé par les ruptures sismiques autour de la faille peut également expliquer une partie du contenu haute fréquence observé à courte distance [THO 17]. Au niveau des zones de subduction, plusieurs études rapportent l'existence de sources haute-fréquence dans la partie profonde du domaine sismogénique [SIM 11, LAY 15, GRA 15]. Cette observation traduit potentiellement une augmentation du niveau d'hétérogénéité frictionnelle et de contrainte avec la profondeur [LAY 15].

La distribution de glissement finale donne une information directe sur la chute de contrainte causée par la rupture. La distribution finale de glissement est ainsi communément utilisée pour caractériser la chute de contrainte statique moyenne $\Delta\sigma$ associée à un séisme. Une approche répandue en sismologie est basée sur le moment sismique

M_0 et l'aire de la rupture A :

$$\overline{\Delta\sigma} = C \frac{M_0}{A^{3/2}} \quad (2.39)$$

où C est un paramètre géométrique dépendant de la forme de la zone rompue [NOD 13]. La détermination de la surface rompue A est cependant difficile en pratique. Par exemple, le lissage spatial du modèle ($\|\Gamma\mathbf{m}\|$ dans l'équation 2.23) induit des zones de glissement faible qui sont généralement mal contraintes. Pour limiter l'impact du lissage, l'aire A est souvent définie à partir des régions où le glissement excède une fraction s_{th} du glissement maximum. Cette approche reste cependant problématique car la valeur estimée de $\overline{\Delta\sigma}$ dépend fortement de la valeur du seuil s_{th} choisie. Une approche alternative est de calculer le changement co-sismique de traction $\Delta\sigma$ au centre de chaque sous-faille (par exemple en utilisant la formulation de [OKA 92]). Dans le cas où la paramétrisation repose sur des fonctions de base continues et dérivables, on peut également évaluer la distribution continue de $\Delta\sigma$. On exprime ensuite la chute de contrainte moyenne [NOD 13]:

$$\overline{\Delta\sigma} = \frac{\int \Delta\mathbf{u} \Delta\sigma d\Sigma}{\int \Delta\mathbf{u} \mathbf{e}_1 d\Sigma} \quad (2.40)$$

où \mathbf{e}_1 est le vecteur unitaire le long de la direction moyenne de glissement, $\Delta\mathbf{u}$ est la distribution de glissement co-sismique. Un exemple d'estimation de $\overline{\Delta\sigma}$ basé sur cette approche est présenté pour le séisme d'Iquique en 2014 sur la Figure 2.13. Malgré une incertitude non-négligeable sur cette estimation, les valeurs estimées entre 5 et 25 MPa démontrent une source compacte pour ce séisme (la moyenne globale étant située aux alentours de 3 MPa [ALL 09]).

La distribution spatiotemporelle du glissement peut également être utilisée comme condition aux limites pour le calcul de l'évolution du changement de contrainte au cours de la rupture [BOU 97]. Ce travail permet d'analyser les relations glissement-contrainte et d'explorer ainsi l'affaiblissement sur la faille. Plusieurs études montrent cependant que le détail de cette relation est mal contraint par les données filtrées et la paramétrisation utilisée lors de la modélisation cinématique [GUA 00]. En revanche, l'énergie de fracture E_G , qui correspond à l'intégrale de la courbe contrainte-glissement au dessus du niveau de friction dynamique, est souvent bien caractérisée par les données [TIN 05a]. E_G correspond à l'énergie dissipée par de nombreux processus tels que la déformation plastique en tête de fissure, la création de microfissures en dehors de la faille, la pressurisation fluide, etc [KAN 06]. De façon similaire, les modèles de glissement peuvent permettre d'évaluer l'énergie radiée E_R par un séisme sous forme d'ondes sismiques [RIV 05]. En combinant ces différents observables, on peut ainsi évaluer le partitionnement énergétique des ruptures sismiques. Lors d'un séisme, l'énergie potentielle (énergie de déformation élastique et gravitationnelle accumulée lors de la période intersismique) est libérée sous forme d'énergie radiée E_R , d'énergie de fracture E_G et d'énergie frictionnelle E_F [KAN 06]. L'énergie frictionnelle E_F est associée au travail contre la résistance

au glissement sur la faille et est principalement dissipée sous forme de chaleur. Peu d'information est disponible sur E_F car les données sismologiques ne fournissent pas d'information sur le niveau de contrainte absolu sur la faille. Pour cette raison, on s'intéresse généralement au partitionnement de l'énergie disponible à la propagation de la rupture $E_{T0} = E_R + E_G$ en terme d'énergie radiée E_R et d'énergie de fracture E_G . En particulier, on peut estimer le rapport entre l'énergie radiée E_R et cette énergie disponible E_{T0} à partir de différents paramètres dérivables à partir des modèles de glissement:

$$\eta_R = \frac{E_R}{E_R + E_G} \sim \frac{2\mu}{\overline{\Delta\sigma}} \frac{E_R}{M_0} \quad (2.41)$$

où μ est le module de cisaillement autour de la faille, $\overline{\Delta\sigma}$ la chute de contrainte moyenne (cf., équation 2.40) et M_0 le moment sismique. Ce paramètre η_R , appelé efficacité de radiation, est utile pour caractériser le comportement dynamique d'un séisme. Si $\eta_R = 1$, le séisme est très efficace pour radier de l'énergie sismique. Si $\eta_R = 0$, l'énergie disponible (E_{T0}) est dissipée mécaniquement et il n'y a pas d'énergie radiée. La Figure 2.14 montre η_R pour différents séismes pour lequel ce paramètre a pu être estimé. On constate que la plupart des séismes ont des valeurs de η_R supérieures à 0.25. Cependant, certains séismes ont une très faible efficacité de radiation ($\eta_R < 0.25$). C'est le cas pour les séismes tsunami qui correspondent à des ruptures très lentes générant des tsunamis anormalement importants par rapport à leur magnitude. Ces séismes seraient donc associés à des processus dissipatifs importants. Une interprétation possible est que la plupart des séismes tsunami impliquent des ruptures dans des sédiments déformables à faible profondeur et qu'une grande partie de l'énergie disponible est utilisée pour la déformation de ces matériaux. Certains séismes profonds (à des profondeurs > 600 km) sont également associés à un $\eta_R < 0.25$ comme le séisme de Bolivie en 1994. La mécanique de ces séismes est encore mal comprise mais ces événements pourrait impliquer une dissipation importante liée à de la déformation plastique [KAN 98]. D'un autre côté, les valeurs élevées de η_R pour beaucoup de séismes superficiels suggèrent une faible énergie de fracture E_G avec des implications importantes concernant ces ruptures. Dans un modèle d'affaiblissement en vitesse, ces valeurs élevées de η_R suggèrent une faible distance d'affaiblissement (autrement dit un affaiblissement rapide en fonction du glissement [KAN 04]). Cela suggère également une certaine facilité pour l'emballement de ruptures (en anglais "runaway ruptures") qui grandissent facilement et sont difficiles à arrêter.

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit les méthodes les plus courantes pour caractériser l'histoire spatiotemporelle des ruptures sismiques. Il existe deux grandes catégories d'approches pour décrire l'évolution du glissement sur la faille. Une première catégorie repose sur la décomposition linéaire de l'évolution du glissement en une série de fonctions. Cette méthode dite en fenêtre multiple est très flexible mais repose

sur un grand nombre de paramètres et peut ainsi aboutir à des modèles artificiellement complexes [IDE 07]. La deuxième catégorie de méthodes repose sur l'estimation des temps de rupture et de la durée locale du glissement sur la faille. Malgré la non-linéarité de cette approche possiblement associée à l'existence de minimums locaux, elle permet d'obtenir des modèles relativement simples expliquant convenablement les données. Pour tirer parti des deux types d'approches, certaines méthodes combinent la méthode en fenêtre multiple avec l'inversion non linéaire des temps de rupture dans chaque sous-faille [DEL 02].

Malgré l'utilisation d'un nombre croissant de données pour contraindre les modèles, l'inversion du glissement reste un problème fondamentalement mal posé. Il existe ainsi plusieurs modèles permettant d'expliquer les observations disponibles. Différentes stratégies existent pour traiter cette non-unicité de la solution. Une approche répandue consiste à régulariser l'inversion via un lissage spatial et/ou temporel du glissement pour se placer dans un problème d'optimisation bien conditionné. Cette méthode permet une résolution rapide du problème mais repose sur un amortissement qui peut avoir un impact important sur la solution. Une approche alternative est donc de se limiter à des hypothèses a priori simples et justifiées physiquement mais qui ne permettent pas nécessairement de garantir l'unicité de la solution. Il s'agira alors de caractériser l'ensemble des modèles plausibles qui ajustent les données étant données ces hypothèses a priori. Bien que cette approche Bayésienne permette de caractériser l'incertitude sur les modèles, elle reste coûteuse en calcul et la représentation de l'ensemble des modèles obtenu est difficile en pratique.

Les approches d'inversion du glissement sont aujourd'hui utilisées couramment pour caractériser la source des séismes. Les premiers modèles cinématiques sont ainsi publiés quelques heures seulement après l'occurrence d'un grand tremblement de Terre. Ces solutions rapides sont généralement basées uniquement sur des données télésismiques qui ne fournissent qu'une résolution limitée du processus de rupture. L'obtention de résultats mieux contraints passe par l'incorporation de données additionnelles notamment en champ proche. Les modèles incorporent dorénavant une grande quantité d'observations comme les données sismologiques large bande et accélérométriques ainsi que des observations géodésiques GNSS, InSAR et optiques qui fournissent des informations détaillées sur la déformation en surface. Une des limitations importantes pour les séismes sous-marins est la perte de résolution lorsqu'on s'éloigne de la côte (la plupart des observations étant à terre). Pour pallier à ce problème, il est important d'incorporer des données tsunami qui fournissent une information essentielle sur les mouvements du fond marin. En complément, le déploiement de réseaux d'observation en fond de mer est une tâche importante pour améliorer notre compréhension de la source sismique.

L'amélioration des moyens observationnels et des méthodes de modélisation permettent une amélioration constante des modèles de glissement et ainsi une meilleure

compréhension de la rupture sismique. Malgré tout, les incertitudes demeurent importantes ce qui aboutit souvent à une variabilité des résultats obtenus par différentes équipes. Pour beaucoup de séismes, la précision des paramètres de source estimés n'est pas suffisante pour tirer des conclusions définitives sur la dynamique de la rupture. Dans ce contexte, l'estimation de la qualité des modèles est essentielle pour évaluer objectivement la robustesse des informations dont on dispose. Une meilleure compréhension de la dynamique des séismes passe également par le développement de modèles permettant d'expliquer les données sur une très large gamme de fréquence (des déplacements statiques jusqu'au champ d'onde à haute fréquence).

2.7. Bibliographie

- [AAG 13] AAGAARD B. T., KNEPLEY M. G., WILLIAMS C. A., « A domain decomposition approach to implementing fault slip in finite-element models of quasi-static and dynamic crustal deformation », *J. Geophys. Res.: Solid Earth*, vol. 118, n° 6, p. 3059–3079, juin 2013.
- [AKI 02] AKI K., RICHARDS P. G., *Quantitative Seismology*, University Science Books, Sausalito, CA, 2nd édition, 2002.
- [ALL 09] ALLMANN B. P., SHEARER P. M., « Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes », *J. Geophys. Res.*, vol. 114, n° B1, pageB01310, janvier 2009.
- [ALL 14] ALLGEYER S., CUMMINS P., « Numerical tsunami simulation including elastic loading and seawater density stratification », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 41, n° 7, p. 2368–2375, avril 2014.
- [AVO 14] AVOUAC J.-P., AYOUB F., WEI S., AMPUERO J.-P., MENG L., LEPRINCE S., JOLIVET R., DUPUTEL Z., HELMBERGER D., « The 2013, Mw 7.7 Balochistan earthquake, energetic strike-slip reactivation of a thrust fault », vol. 391, n° 0, p. 128–134, 2014.
- [BOU 76] BOUCHON M., « Teleseismic body wave radiation from a seismic source in a layered medium », *Geophys. J. Int.*, vol. 47, n° 3, p. 515–530, décembre 1976.
- [BOU 81] BOUCHON M., « A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 71, n° 4, p. 959–971, août 1981.
- [BOU 97] BOUCHON M., « The state of stress on some faults of the San Andreas System as inferred from near-field strong motion data », *J. Geophys. Res.*, vol. 102, n° B6, p. 11731–11744, juin 1997.
- [BOU 08] BOUCHON M., KARABULUT H., « The Aftershock Signature of Supershear Earthquakes », *Science*, 2008.
- [BÜR 14] BÜRGMANN R., CHADWELL D., « Seafloor Geodesy », *Annual Review of Earth and Planetary Sciences, Vol 43*, vol. 42, n° 1, p. 509–534, mai 2014.
- [CAU 10] CAUSSE M., COTTON F., MAI P. M., « Constraining the roughness degree of slip heterogeneity », *J. Geophys. Res.*, vol. 115, n° B5, pageB05304, mai 2010.

- [CHA 99] CHADWELL C. D., HILDEBRAND J. A., SPIESS F. N., MORTON J. L., NORMARK W. R., REISS C. A., « No spreading across the Southern Juan de Fuca Ridge axial cleft during 1994–1996 », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 26, n° 16, p. 2525–2528, août 1999.
- [COC 94] COCHARD A., MADARIAGA R., « Dynamic faulting under rate-dependent friction », *Pure appl. geophys.*, vol. 142, n° 3, p. 419–445, septembre 1994.
- [COT 95] COTTON F., CAMPILLO M., « Frequency domain inversion of strong motions: Application to the 1992 Landers earthquake », *J. Geophys. Res.*, vol. 100, page3961, 1995.
- [DAH 98] DAHLEN F. A., TROMP J., *Theoretical Global Seismology*, Princeton University press, 1998.
- [DAY 82] DAY S. M., « Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: Rectangular faults with fixed rupture velocity », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 72, n° 3, p. 705–727, juin 1982.
- [DEL 02] DELOUIS B., GIARDINI D., LUNDGREN P., SALICHON J., « Joint Inversion of InSAR, GPS, Teleseismic, and Strong-Motion Data for the Spatial and Temporal Distribution of Earthquake Slip: Application to the 1999 İzmit Mainshock », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 92, n° 1, p. 278–299, février 2002.
- [DUP 12] DUPUTEL Z., RIVERA L., FUKAHATA Y., KANAMORI H., « Uncertainty estimations for seismic source inversions », *Geophys. J. R. astr. Soc.*, vol. 190, n° 2, p. 1243–1256, août 2012.
- [DUP 14] DUPUTEL Z., AGRAM P. S., SIMONS M., MINSON S. E., BECK J. L., « Accounting for prediction uncertainty when inferring subsurface fault slip », *Geophys. J. Int.*, vol. 197, n° 1, p. 464–482, avril 2014.
- [DUP 15] DUPUTEL Z., JIANG J., JOLIVET R., SIMONS M., RIVERA L., AMPUERO, RIEL B., OWEN S. E., MOORE A. W., SAMSONOV S. V., CULACIATI F. O., MINSON S. E., « The Iquique earthquake sequence of April 2014: Bayesian modeling accounting for prediction uncertainty », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 42, n° 19, p. 7949–7957, octobre 2015.
- [GOM 18a] GOMBERT B., DUPUTEL Z., JOLIVET R., DOUBRE C., RIVERA L., SIMONS M., « Revisiting the 1992 Landers earthquake: a Bayesian exploration of co-seismic slip and off-fault damage », *Geophys. J. Int.*, vol. 212, n° 2, p. 839–852, février 2018.
- [GOM 18b] GOMBERT B., DUPUTEL Z., JOLIVET R., SIMONS M., JIANG J., LIANG C., FIELDING E. J., RIVERA L., « Strain budget of the Ecuador-Colombia subduction zone: A stochastic view », *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 498, p. 288–299, 2018.
- [GOM 18c] GOMBERT B., Vers une nouvelle génération de modèles de glissements co-sismiques : analyse stochastique et approche multi-données, PhD thesis, Université de Strasbourg, mars 2018.
- [GOM 19] GOMBERT B., DUPUTEL Z., SHABANI E., RIVERA L., JOLIVET R., HOLLINGSWORTH J., « Impulsive Source of the 2017 MW=7.3 Ezgeleh, Iran, Earthquake », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 46, n° 10, p. 5207–5216, mai 2019.
- [GRA 15] GRANDIN R., VALLÉE M., SATRIANO C., LACASSIN R., KLINGER Y., SIMOES M., BOLLINGER L., « Rupture process of the Mw7.9 2015 Gorkha earthquake (Nepal): Insights into Himalayan megathrust segmentation », vol. 42, n° 20, p. 8373–8382, octobre 2015.

- [GUA 00] GUATTERI M., SPUDICH P., « What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws? », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 90, n° 1, p. 98–116, février 2000.
- [HAR 78] HARTZELL S. H., « Earthquake aftershocks as Green's functions », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 5, n° 1, p. 1–4, janvier 1978.
- [HEA 90] HEATON T. H., « Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture », *Phys. Earth Planet. Inter.*, vol. 64, n° 1, p. 1–20, novembre 1990.
- [HER 13] HERRMANN R. B., « Computer Programs in Seismology: An Evolving Tool for Instruction and Research », *Seismol. Res. Lett.*, vol. 84, n° 6, p. 1081–1088, novembre 2013.
- [HJÖ 09] HJÖRLEIFSDÓTTIR V., KANAMORI H., TROMP J., « Modeling 3-D wave propagation and finite slip for the 1998 Balleny Islands earthquake », *J. Geophys. Res.*, vol. 114, pageB03301, 2009.
- [HUA 11] HUANG Y., AMPUERO J.-P., « Pulse-like ruptures induced by low-velocity fault zones », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, vol. 116, n° B12, pageB04301, décembre 2011.
- [IDE 07] IDE S., « Slip Inversion », *Treatise on Geophysics*, vol. 4, p. 193–223, janvier 2007.
- [INA 13] INAZU D., SAITO T., « Simulation of distant tsunami propagation with a radial loading deformation effect », *Earth Planets Space*, vol. 65, n° 8, p. 835–842, août 2013.
- [JAY 03] JAYNES E. T., *Probability Theory: The Logic of Science*, Cambridge university press, New York, 2003.
- [JI 02] JI C., WALD D. J., HELMBERGER D. V., « Source Description of the 1999 Hector Mine, California, Earthquake, Part I: Wavelet Domain Inversion Theory and Resolution Analysis », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 92, n° 4, p. 1192–1207, mai 2002.
- [JOH 12] JOHNSON K. M., FUKUDA J., SEGALL P., « Challenging the rate-state asperity model: Afterslip following the 2011 M9 Tohoku-oki, Japan, earthquake », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 39, n° 20, pageL20302, octobre 2012.
- [JOL 11] JOLIVET R., GRANDIN R., LASSERRE C., DOIN M.-P., PELTZER G., « Systematic InSAR tropospheric phase delay corrections from global meteorological reanalysis data », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 38, n° 17, p. n/a–n/a, septembre 2011.
- [KAN 98] KANAMORI H., ANDERSON D. L., HEATON T. H., « Frictional Melting During the Rupture of the 1994 Bolivian Earthquake », *Science*, vol. 279, n° 5352, p. 839–842, février 1998.
- [KAN 04] KANAMORI H., BRODSKY E. E., « The physics of earthquakes », *Reports on Progress in Physics*, vol. 67, n° 8, p. 1429–1496, août 2004.
- [KAN 06] KANAMORI H., RIVERA L., « Energy Partitioning During an Earthquake », *Radiated Energy and the Physics of Faulting*, *Geophys. Monogr. Ser.*, p. 3–13, American Geophysical Union, Washington D. C., 2006.
- [KAN 08] KANAMORI H., RIVERA L., « Source inversion of W phase: speeding up seismic tsunami warning », *Geophys. J. Int.*, vol. 175, n° 1, p. 222–238, 2008.

- [KAN 10] KANEKO Y., AVOUAC J.-P., LAPUSTA N., « Towards inferring earthquake patterns from geodetic observations of interseismic coupling », *Nature Geosci.*, vol. 3, n° 5, p. ngeo843–369, avril 2010.
- [KIK 91] KIKUCHI M., KANAMORI H., « Inversion of complex body waves—III », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 81, n° 6, page2335, décembre 1991.
- [KLE 17] KLEIN E., VIGNY C., FLEITOUT L., GRANDIN R., JOLIVET R., RIVERA E., METOIS M., « A comprehensive analysis of the Illapel 2015 Mw8.3 earthquake from GPS and InSAR data », *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 469, p. 123–134, 2017.
- [KOM 99] KOMATITSCH D., TROMP J., « Introduction to the spectral element method for three-dimensional seismic wave propagation », *Geophys. J. Int.*, vol. 139, n° 3, p. 806–822, décembre 1999.
- [LAR 03] LARSON K. M., BODIN P., GOMBERG J., « Using 1-Hz GPS data to measure deformations caused by the Denali fault earthquake », *Science*, vol. 300, n° 5624, p. 1421–1424, 2003.
- [LAY 81] LAY T., KANAMORI H., *An Asperity Model of Large Earthquake Sequences*, American Geophysical Union, 1981.
- [LAY 15] LAY T., « The surge of great earthquakes from 2004 to 2014 », *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 409, p. 133–146, janvier 2015.
- [LIU 98] LIU P. L. F., WOO S.-B., CHO Y.-S., « Computer Programs for Tsunami Propagation and Inundation », Cornell University, USA, 1998.
- [MAD 77] MADARIAGA R., « High-frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquake faulting », *Geophys. J. R. astr. Soc.*, vol. 51, n° 3, p. 625–651, décembre 1977.
- [MAI 12] MAI M., « Source Inversion Validation (SIV): Current Results & Developments », *2012 SCEC Source Inversion Validation Workshop*, 2012.
- [MAS 93] MASSONNET D., ROSSI M., CARMONA C., ADRAGNA F., PELTZER G., FEIGL K., RABAUTE T., « The displacement field of the Landers earthquake mapped by radar interferometry », *Nature*, vol. 364, p. 138–142, juillet 1993.
- [MIN 13] MINSON S. E., SIMONS M., BECK J. L., « Bayesian inversion for finite fault earthquake source models I—theory and algorithm », vol. 194, n° 3, p. 1701–1726, juin 2013.
- [NOC 17] NOCQUET J. M., JARRIN P., VALLÉE M., MOTHES P. A., GRANDIN R., ROLAN-DONE F., DELOUIS B., YEPES H., FONT Y., FUENTES D., REGNIER M., LAURENDEAU A., CISNEROS D., HERNANDEZ S., SLADEN A., SINGAUCHO J. C., MORA H., GOMEZ J., MONTES L., CHARVIS P., « Supercycle at the Ecuadorian subduction zone revealed after the 2016 Pedernales earthquake », *Nature Geosci.*, vol. 10, n° 2, p. 145–149, février 2017.
- [NOD 13] NODA H., LAPUSTA N., KANAMORI H., « Comparison of average stress drop measures for ruptures with heterogeneous stress change and implications for earthquake physics », *Geophys. J. Int.*, vol. 193, n° 3, p. 1691–1712, juin 2013.
- [OKA 85] OKADA Y., « Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 75, p. 1135–1154, 1985.

- [OKA 92] OKADA Y., « Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 82, p. 1018–1040, 1992.
- [OLS 82] OLSON A. H., APSEL R. J., « Finite Faults and Inverse-Theory with Applications to the 1979 Imperial-Valley Earthquake », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 72, n° 6, p. 1969–2001, 1982.
- [OLS 88] OLSON A. H., ANDERSON J. G., « Implications of frequency-domain inversion of earthquake ground motions for resolving the space-time dependence of slip on an extended fault », *Geophys. J. Int.*, vol. 94, n° 3, p. 443–455, septembre 1988.
- [PEY 01] PEYRAT S., OLSEN K., MADARIAGA R., « Dynamic modeling of the 1992 Landers earthquake », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, vol. 106, n° B11, p. 26467–26482, novembre 2001.
- [RAG 18] RAGON T., SLADEN A., SIMONS M., « Accounting for uncertain fault geometry in earthquake source inversions – I: theory and simplified application », *Geophys. J. Int.*, vol. 214, n° 2, p. 1174–1190, mai 2018.
- [RIV 05] RIVERA L., KANAMORI H., « Representations of the radiated energy in earthquakes », *Geophys. J. Int.*, vol. 162, n° 1, p. 148–155, juillet 2005.
- [SAT 07] SATAKE K., « 4.17 - Tsunamis », *Treatise on Geophysics*, p. 483–511, Elsevier, Amsterdam, 2007.
- [SCH 98] SCHOLZ C. H., « Earthquakes and friction laws », *Nature*, vol. 391, n° 6662, p. 37–42, janvier 1998.
- [SIM 07] SIMONS M., ROSEN P. A., « 3.12 - Interferometric Synthetic Aperture Radar Geodesy », *Treatise on Geophysics*, Elsevier, Amsterdam, 2007.
- [SIM 11] SIMONS M., MINSON S. E., SLADEN A., ORTEGA F., JIANG J., OWEN S. E., MENG L., AMPUERO J.-P., WEI S., CHU R., HELMBERGER D. V., KANAMORI H., HETLAND E., MOORE A. W., WEBB F. H., « The 2011 Magnitude 9.0 Tohoku-Oki Earthquake: Mosaicking the Megathrust from Seconds to Centuries », *Science*, vol. 332, n° 6036, p. 1421–1425, juin 2011.
- [SLA 08] SLADEN A., HÉBERT H., « On the use of satellite altimetry to infer the earthquake rupture characteristics: Application to the 2004 Sumatra event », vol. 172, n° 2, p. 707–714, février 2008.
- [SOC 19] SOCQUET A., HOLLINGSWORTH J., PATHIER E., BOUCHON M., « Evidence of supershear during the 2018 magnitude 7.5 Palu earthquake from space geodesy », *Nature Geosci.*, vol. 12, n° 3, p. 192–199, mars 2019.
- [SPI 80] SPIESS F. N., « Acoustic techniques for Marine Geodesy », *Marine Geodesy*, vol. 4, n° 1, p. 13–27, janvier 1980.
- [TAR 05] TARANTOLA A., *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*, SIAM, Philadelphia, 2005.
- [THO 17] THOMAS M. Y., BHAT H. S., KLINGER Y., « Effect of Brittle Off-Fault Damage on Earthquake Rupture Dynamics », *Fault Zone Dynamic Processes*, p. 255–280, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, juin 2017.

- [TIN 05a] TINTI E., SPUDICH P., COCCO M., « Earthquake fracture energy inferred from kinematic rupture models on extended faults », *J. Geophys. Res.: Solid Earth*, vol. 110, n° B12, 2005.
- [TIN 05b] TINTI E., FUKUYAMA E., PIATANESI A., COCCO M., « A Kinematic Source-Time Function Compatible with Earthquake Dynamics », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 95, n° 4, p. 1211–1223, août 2005.
- [TRI 74] TRIFUNAC M. D., « A three-dimensional dislocation model for the San Fernando, California, earthquake of February 9, 1971 », *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 64, n° 1, p. 149–172, février 1974.
- [TSA 13] TSAI V. C., AMPUERO J.-P., KANAMORI H., STEVENSON D. J., « Estimating the effect of Earth elasticity and variable water density on tsunami speeds », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 40, n° 3, p. 492–496, février 2013.
- [TWA 19] TWARDZIK C., VERGNOLLE M., SLADEN A., AVALLONE A., « Unravelling the contribution of early postseismic deformation using sub-daily GNSS positioning », *Scientific Reports*, vol. 9, n° 1, p. 1–12, février 2019.
- [VAL 14] VALLÉE M., SATRIANO C., « Ten year recurrence time between two major earthquakes affecting the same fault segment », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 41, n° 7, p. 2312–2318, avril 2014.
- [VEN 04] VENKATARAMAN A., KANAMORI H., « Effect of directivity on estimates of radiated seismic energy », *J. Geophys. Res.*, vol. 109, n° B4, page1265, avril 2004.
- [WAN 18] WANG T., WEI S., SHI X., QIU Q., LI L., PENG D., WELDON R. J., BARBOT S., « The 2016 Kaikoura earthquake: Simultaneous rupture of the subduction interface and overlying faults », *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 482, p. 44–51, 2018.
- [WEI 13] WEI S., HELMBERGER D., ZHAN Z., GRAVES R., « Rupture complexity of the Mw 8.3 sea of okhotsk earthquake: Rapid triggering of complementary earthquakes? », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 40, n° 19, p. 5034–5039, octobre 2013.
- [YOK 20] YOKOTA Y., ISHIKAWA T., « Shallow slow slip events along the Nankai Trough detected by GNSS-A », *Science Advances*, vol. 6, n° 3, pageaa5786, janvier 2020.
- [ZEN 94] ZENG Y., ANDERSON J. G., YU G., « A composite source model for computing realistic synthetic strong ground motions », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 21, n° 8, p. 725–728, avril 1994.
- [ZHA 14] ZHAN Z., HELMBERGER D. V., KANAMORI H., SHEARER P. M., « Supershear rupture in a Mw 6.7 aftershock of the 2013 Sea of Okhotsk earthquake », *Science*, vol. 345, n° 6193, p. 204–207, juillet 2014.
- [ZHU 02] ZHU L., RIVERA L. A., « A note on the dynamic and static displacements from a point source in multilayered media », *Geophys. J. Int.*, vol. 148, n° 3, p. 619–627, mars 2002.

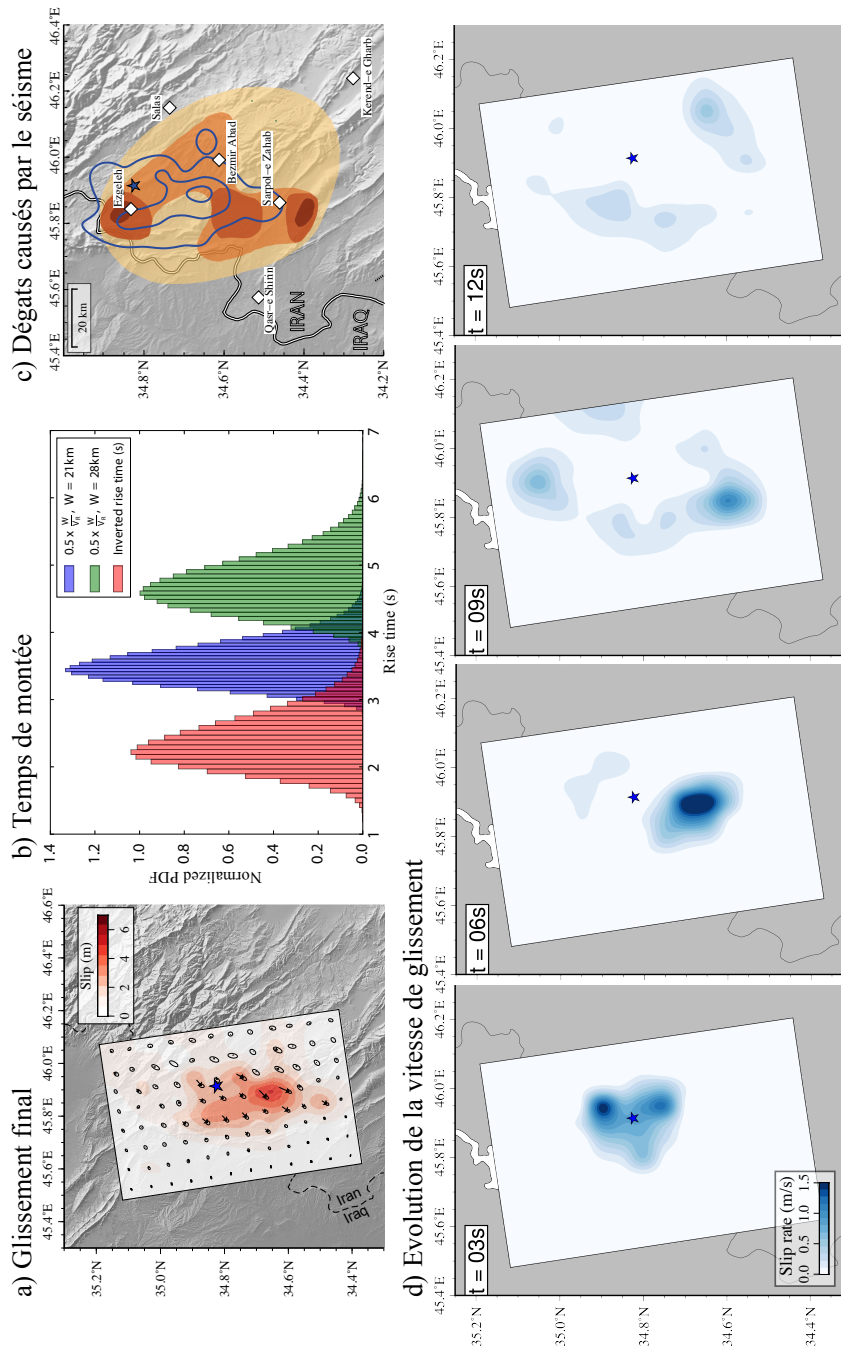


Figure 2.11. Pulse de glissement lors du séisme d’Ezgeleh de 2017 en Iran ($M_W = 7.3$).
a) Glissement final. Les couleurs et les flèches indiquent l’amplitude et la direction du glissement. Les ellipses représentent 95% d’incertitude a posteriori. L’étoile indique la localisation de l’hypocentre. b) Comparaison des temps de montée estimés avec les prédictions de [DAY 82]. L’histogramme en rouge est la distribution a posteriori des temps de montée (rise-time r) moyennés le long de la rupture. Les histogrammes bleu et vert correspondent aux prédictions $r = 0.5 \times W/V_R$ avec V_R la vitesse de rupture estimée le long de la rupture et W la largeur de faille. Deux cas sont considérés $W = 21$ km (correspondant à 3 sous-failles) et $W = 28$ km (correspondant à 4 sous-failles). c) Dégâts causés par le séisme. Les couleurs indiquent le niveau de dégâts estimés par le service géologique iranien. Les couleurs plus foncées indiquent des dégâts plus importants. Les lignes de contours indiquent les contours de 10% d’augmentation des dégâts. d) Evolution de la vitesse de glissement

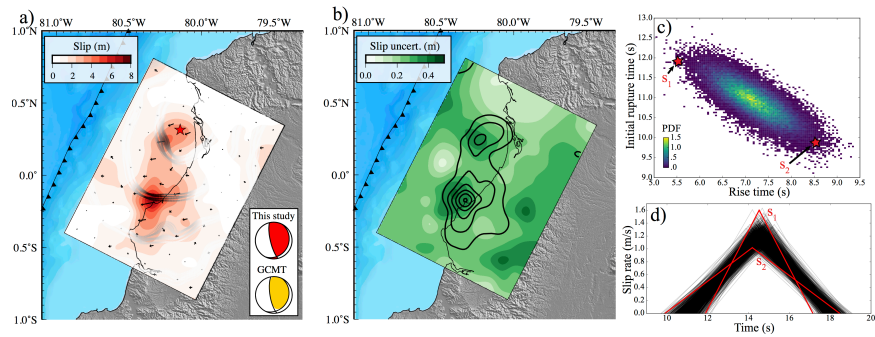


Figure 2.12. Modèle Bayésien du séisme de Pedernales de 2016 (Equateur, $M_W = 7.8$).
a) Glissement final. Les couleurs et les flèches indiquent l'amplitude et la direction du glissement. Les lignes grises sont des fronts de rupture stochastiques déduits de l'ensemble a posteriori et affichés à 10, 20 et 30 s. L'étoile rouge indique la localisation de l'hypocentre. b) Incertitude sur le glissement final. c) Distribution marginale a posteriori de temps de montée (rise time) et de temps de rupture (rupture time) dans l'aspérité de glissement localisée proche de l'épicentre. d) Ensemble a posteriori des fonctions sources locales correspondantes. Les fonctions sources notés s_1 et s_2 correspondent aux temps de rupture et de montée indiqués avec des étoiles rouges sur la sous-figure c. Figure modifiée d'après [GOM 18b].

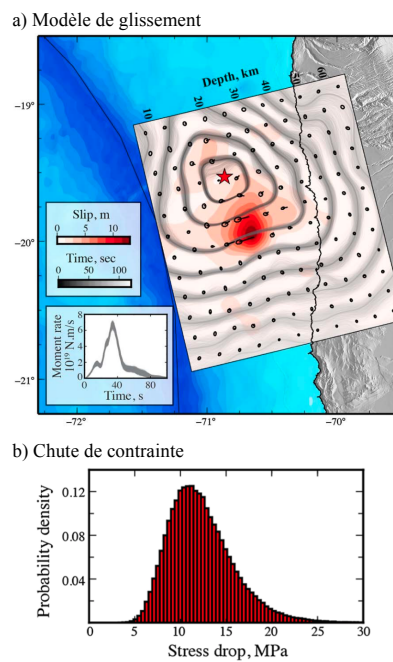


Figure 2.13. Modèle cinématique du séisme de Iquique de 2014 au Chili ($M_W = 8.1$).
a) Glissement final. Les couleurs et les flèches indiquent l'amplitude et la direction du glissement. Les ellipses représentent 95% d'incertitude a posteriori. Les lignes grises indiquent les fronts de rupture stochastiques déduits de l'ensemble des modèles a posteriori (les couleurs grises indiquent le temps de rupture correspondant). L'étoile rouge indique la localisation de l'hypocentre. L'insert en bas à gauche présente l'ensemble a posteriori des fonctions taux de moment. b) Distribution a posteriori de la chute de contrainte moyenne (voir équation 2.40). Modifié d'après [DUP 15].

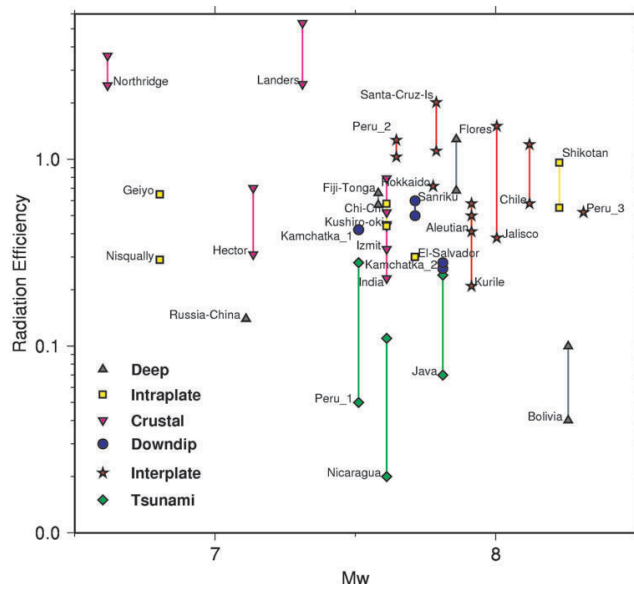


Figure 2.14. Efficacité de radiation estimée pour différents grands séismes. L'efficacité de radiation $\eta_R = \frac{E_R}{E_R + E_G}$ est présentée en fonction de la magnitude de moment M_W . Les différents symboles correspondent à différents types de séismes (profonds, interplaques, crustaux, etc.). Figure modifiée d'après [VEN 04]

