



HAL
open science

Modélisation analogique du glissement sur une faille

Camille Jestin

► **To cite this version:**

Camille Jestin. Modélisation analogique du glissement sur une faille. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Strasbourg, 2018. Français. NNT : 2018STRAH017 . tel-02155962

HAL Id: tel-02155962

<https://theses.hal.science/tel-02155962>

Submitted on 14 Jun 2019

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

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

ÉCOLE DOCTORALE ED413

Institut de Physique du Globe

THÈSE présentée par :

Camille JESTIN

soutenue le : **30 Novembre 2018**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Géophysique

Modélisation analogique du glissement sur une faille

THÈSE dirigée par :

M. SCHMITTBUHL Jean

Directeur de recherches, université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

M. BONAMY Daniel

Physicien, CEA Saclay

M. PERFETTINI Hugo

Directeur de recherches, ISTERre, Grenoble

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M. FOND Christophe

Professeur, ICube, Strasbourg

M. RIVERA Luis

Professeur, IPG Strasbourg

La présence de défauts sur les surfaces des failles tectoniques peut modifier le comportement de la rupture sur ces interfaces. Cependant, le rôle de ces hétérogénéités reste difficile à quantifier du fait de la résolution limitée de l'imagerie des failles en profondeur. Une approche analogique permettant de préciser l'impact des hétérogénéités dans la propagation de la fracture est présentée ici.

Cette analyse repose, tout d'abord, sur l'utilisation d'un montage expérimental assurant le suivi de la propagation d'une fracture sous contrainte de traction normale au plan de rupture (mode I). Le dispositif utilisé, mettant en jeu un suivi acoustique et optique de l'avancée du front de fracture, nous amène à déterminer l'impact des aspérités sur le partitionnement de l'énergie entre processus sismiques et asismiques. Nous faisons le lien entre efficacité de radiation et vitesse de rupture, localement perturbée par la présence de microstructures le long de l'interface.

Afin d'étendre nos résultats à d'autres modes de rupture, plus fréquemment observés lors de ruptures le long de failles tectoniques, nous nous intéressons à l'adaptation de notre montage expérimental pour l'observation d'une fracture se propageant en mode de cisaillement (mode III). L'analyse des propriétés morphologiques et dynamiques de l'avancée d'un front de rupture en mode III révèle des résultats semblables à ceux obtenus en mode I. Cela suggère finalement que les résultats obtenus en mode I peuvent être étendus aux autres modes de rupture.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Jean Schmittbuhl, pour m'avoir donnée l'opportunité de travailler sur ce sujet, me permettant d'appréhender une approche de la géophysique que je ne connaissais pas. Un grand merci pour les discussions prolifiques et les remarques productives à chaque étape de mon parcours de doctorante. Je lui suis reconnaissante de toujours m'avoir poussée à aller plus loin dans mes études et mes réflexions. Je le remercie de m'avoir permis de participer régulièrement à des congrès internationaux me permettant de communiquer sur mes résultats.

Je souhaite tout particulièrement exprimer ma gratitude à Olivier Lengliné, toujours disponible pour discuter et éclaircir les points obscurs de mes études. Je tiens à le remercier pour sa pédagogie et son soutien durant les moments difficiles de ma thèse. Tous ses bons conseils, que ce soit lors des études expérimentales ou lors des rédactions d'articles ou du manuscrit de thèse, m'ont permis d'avancer et d'aller au bout de mes projets.

Je remercie Alain Steyer pour son aide précieuse lors de la mise en place des montages expérimentaux. Toujours disponible et réactif dès qu'un problème est survenu au niveau des dispositifs expérimentaux, il m'aura permis de mener à bien mes travaux de laboratoire.

Je souhaite remercier toutes les personnes avec qui j'ai partagé mes trois ans de thèse à l'IPGS. Merci à l'équipe de sismologie toujours prête à partager et discuter des sujets d'actualité de la sismologie lors des cafés sismo et sismo clubs. Merci pour tous les mots d'encouragement dans l'ascenseur et les couloirs. Merci à toute l'équipe administrative, Binta Mesmacque, Dilek Karayigit, Ghemina Beriche, toujours disponibles et souriantes, et à l'équipe de la scolarité, notamment Antoine Bur et Samantha Borsoni, de m'avoir aidée durant mes trois années de monitorat. Un grand merci à Florence Beck qui m'aura permis de poursuivre sur toute la durée de ma thèse ma mission enseignement que j'ai tant aimée.

Je tiens à remercier tous mes collègues doctorants et post-doctorants que j'ai pu cô-

toyer à l'IPGS. Merci à Bérénice, Catalina et Jérôme qui m'ont supportée durant mes frasques au courant et surtout à la fin de cette thèse. Avoir été votre co-bureau aura été un grand plaisir et les pauses de 17h30 vont me manquer (ainsi que nos réserves de chocolat). Merci à tous les autres : Eric (mention spéciale pour le café et les tupperwares), Floriane (mention spéciale fin de thèse), Emilie, Léna, Jean-Rémy, Clément, Odin, Jossipa, Nolwenn, Alice, Tom, et tout ceux que j'aurais voulu mieux connaître.

Je souhaite remercier tous les amis qui m'ont entourée bien plus qu'au cours de ces trois ans de thèse. Merci aux bretons, toujours là pour moi même si des centaines de kilomètres nous séparent : Gwenn, Camille, Bastien, Mathieu, Bruno, Clémence, Flo, Jeff. Merci à toutes les personnes rencontrées à Strasbourg pour tous les bons moments qui m'ont fait adorer ma vie dans cette belle ville : Charlène, Edouard, Guigui, Barbara, Marine, Thomas, Thérèse, Jérémie et tous les autres.

Enfin, je vais tenter l'exercice de trouver les mots pour remercier ma famille. Merci d'avoir toujours été présents dans les moments de doutes et de remises en question ayant jalonné cette période de thèse. Merci à mes parents de toujours m'avoir soutenue dans mes choix et d'avoir toujours cru en moi. Merci à Céline qui trouve toujours les mots pour me rassurer et me faire reprendre confiance en moi. Merci à Marion et Ramón d'être venus me rejoindre à Strasbourg avec Ana. Merci pour toute l'aide que vous m'avez apportée et pour nos sorties en famille (diurnes ou nocturnes). Puisqu'on ne se le dit jamais assez, je l'écris : je vous aime.

Table des matières

Résumé	i
Remerciements	iii
1 Introduction	1
1.1 Les fractures	1
1.1.1 Régimes fragiles et ductiles	2
1.1.2 Les modes de rupture	3
1.1.3 La propagation de la fracture	5
1.1.4 Mécanique linéaire élastique de la fracture	5
1.1.5 Vers un lien avec la mécanique des failles	6
a) Les ruptures en mode I	6
b) Les ruptures en modes II et III	7
1.1.6 Bilan d'énergie lors de la propagation d'une rupture	7
a) Énergie sismique radiée	8
b) Énergie de fracture	9
c) Énergie de friction	11
d) Efficacité de radiation	11
e) Vitesse de rupture	12
1.2 De l'influence des hétérogénéités de la surface de rupture	12
1.2.1 Les hétérogénéités en sismologie	12
1.2.2 Propagation d'une rupture le long d'une interface hétérogène	15
a) Nucléation et arrêt de la rupture	15
b) Barrières et aspérités	17
1.3 Motivations et objectifs de cette thèse	18
2 Suivi d'une rupture en milieu hétérogène	21
2.1 Dispositif expérimental	21
2.1.1 Préparation des échantillons	21
2.1.2 Montage expérimental	22

2.1.3	Appareils de mesure	24
a)	Capteur de force	24
b)	Mesure du déplacement de chargement	25
c)	Instrumentation optique	25
d)	Acquisition acoustique	26
2.2	Études préliminaires	28
2.2.1	Calibration des appareils de mesure acoustique	28
a)	Matériel et méthode	30
b)	Accéléromètres une composante	33
c)	Accéléromètre trois composantes et capteurs PICO	36
2.2.2	Atténuation des ondes ultra sonores dans le PMMA	38
a)	Montage expérimental	38
b)	Estimation d'un facteur d'atténuation	38
c)	Estimation d'une loi d'atténuation pour le PMMA	39
2.3	Traitement des données	41
2.3.1	Données optiques	41
a)	Extraction de la position du front de fracture	41
b)	Analyse de la géométrie du front de fracture	42
c)	Analyse de la dynamique du front de fracture	43
2.3.2	Données acoustiques	45
a)	Correction de la réponse instrumentale	45
b)	Correction de l'atténuation	45
3	Étude de la propagation en mode I d'un front de fracture	47
3.1	Article : "Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface"	47
3.2	Conclusions	91
3.2.1	Rôle des aspérités dans les processus de rupture	91
a)	Effets de la présence d'aspérités sur l'efficacité de radiation	91
b)	Contenu fréquentiel du signal acoustique et interactions entre aspérités	91
3.2.2	Vers un lien avec la sismologie	93
4	Étude de la propagation d'un front en mode III	99
4.1	Article : "Mode-III interfacial crack in heterogeneous media"	100
4.2	Conclusions	126
5	Vers un lien avec l'observation de réservoirs géothermiques	127
5.1	Contexte de l'étude	127
5.2	Bilan d'énergie au niveau d'un réservoir géothermique	128
5.3	Exemple de Soultz-sous-Forêts	130
5.4	Étude expérimentale du glissement sur une faille en contexte d'exploitation de réservoir géothermique	132
6	Conclusions	135

Bibliographie

137

Table des figures

1.1	Courbes de chargement pour (a) une rupture fragile et (b) une rupture ductile.	2
1.2	Exemples de ruptures fragiles dans différents échantillons soumis à des conditions de pression et de température variables (d'après [Evans et al., 1990]). L'échantillon 1 a subi une déformation à des conditions de pression et de température ambiantes. Les échantillons 2, 3 et 4 ont été déformés à une pression de confinement faible (<65MPa) et à des températures respectives de 400, 150 et 300°C. Les échantillons 5 et 6 ont été déformés à des pressions de confinement plus importantes (~75MPa).	3
1.3	Les trois modes de fracture : (a) Mode I (ouverture), (b) Mode II (glissement plan) et (c) Mode III (glissement anti-plan).	4
1.4	Modèle de rupture le long d'une faille mettant en jeu la combinaison de ruptures en mode II et III. (D'après [Kim et al., 2004])	4
1.5	A gauche : fracture elliptique de longueur $2c$ soumise à une contrainte σ en mode I. A droite : définition des coordonnées du champ de contrainte à la pointe d'une fissure se propageant purement en mode I. (d'après [Anderson, 2005])	6
1.6	Budget énergétique par unité de surface d'un séisme ou d'une fracture : E_R correspond à l'énergie radiée, E_G , à l'énergie de fracture et E_H , à l'énergie de friction. A l'initiation du séisme, la contrainte sur la faille, σ_0 , diminue jusqu'à une valeur constante, σ_f . (modifié d'après [Kanamori and Brodsky, 2004])	8
1.7	Relation entre le rapport $\tilde{\epsilon} = E_R/M_0$ et la magnitude de moment M_w . (d'après [Kanamori and Brodsky, 2004])	10
1.8	Efficacité de radiation, η_R , déterminée à partir de l'équation (1.19) en fonction du rapport entre vitesse de rupture et vitesse des ondes S dans le milieu. Les données de terrain sont comparées aux courbes théoriques données par l'équation (1.20) liant efficacité sismique et vitesse de rupture pour les modes I, II et III. (D'après [Kanamori and Brodsky, 2004])	13

1.9	(a) Coupe schématique de la zone de subduction située au large de la côte Nord d'Honshu où s'est produit le séisme de Tohoku en 2011. Quatre domaines, A, B, C, et D, sont caractérisés suivant les comportements de rupture observés. Au delà de ces zones, le glissement apparaît stable laissant place à de rares événements ne générant pas de séismes. (b) Modèle schématique de l'environnement frictionnel associé aux zones A, B, C et D définies dans (a). Source : [Lay, 2016].	14
1.10	Modèle d'une zone de cohésion pour une rupture en mode I. La faille s'ouvre sous la contrainte σ_0 . Le déplacement induit par la rupture est noté δ et la zone de cohésion de longueur d est soumise à une contrainte de cohésion σ_c . (d'après [Udías et al., 2014])	16
1.11	Modèles de barrière (en haut) et d'aspérité (en bas) avant (gauche) et après (droite) propagation de la fracture. Les zones hachurées représentent les parties non fracturées de la surface de rupture et, les zones blanches, les régions rompues. (d'après [Aki, 1984])	18
2.1	Gauche : Vue de haut et, droite : vue de côté du montage permettant l'assemblage des deux plaques de PMMA. On observe à droite, de bas en haut dans la cellule : plaque de métal, deux lames de PMMA, la plaque plus grande de PMMA, plaque de métal et pas de vis en contact avec la dernière plaque de métal.	22
2.2	Montage expérimental : (a) vue de côté et (b) vue du haut. F correspond à la force de chargement appliquée à la plaque fine et δ au déplacement imposé par le chargement. H désigne la hauteur de la plaque la plus large, h , la hauteur de la plaque fine, B la largeur de la plaque fine et \bar{a} , la position moyenne du front de fracture par rapport au bord de la plaque fine. (c) Photo du montage.	24
2.3	Représentation graphique de la force F , appliquée à la petite plaque de PMMA, en fonction du temps au cours d'une expérience avec chargement constant en mode I et déchargement.	25
2.4	Représentation du déplacement $\delta(t)$ en fonction du temps pour la même expérience que celle prise pour la représentation de la figure 2.3. Nous observons une première phase de déplacement positif (chargement vers le bas) de l'axe de chargement suivie d'une phase de déplacement négatif (déchargement vers le haut).	26
2.5	Image brute du front de fracture observée à l'aide de l'association microscope et appareil photo Nikon D800 pour une propagation de la rupture sous un chargement en mode III. Cette image correspond à l'association de 5 photos du front se juxtaposant. La partie la plus lumineuse (en haut de l'image) correspond à la partie brisée de l'échantillon tandis que la plus sombre (en bas) correspond à la partie intacte.	27
2.6	Signaux bruts obtenus à l'aide des cartes d'acquisition PCI-4744 (en rouge) et PCI-6133 après ré-échantillonnage à la même fréquence de 100kHz (en bleu).	28

2.7	Vue du dessus du montage expérimental. Le front de fracture arrive par le haut et est situé à environ 4.5cm. Trois accéléromètres une composante sont placés de part et d'autre de l'interface de fracture (à 7cm, 9.5cm et 13cm). L'accéléromètre trois composantes (désigné par "Z") est disposé sur l'interface de rupture (à environ 8cm). Les taches blanches autour des capteurs correspondent au couplant solide de phényl-salicylate utilisé pour le couplage entre accéléromètres et plaque de PMMA.	28
2.8	Courbes de sensibilité des sismomètres courte période (short period, SP), longue période (long period, LP) et large bande (Very Broadband, VBB) du réseau WWSSN (World-Wide Standard Seismographic Network). (D'après [Udías et al., 2014])	30
2.9	En haut : Montage expérimental utilisant, à gauche, un piézomètre source et, à droite, un vibreur mécanique. La combinaison de ces deux montages nous permet une analyse d'une bande de fréquence allant de 2Hz à 1.25MHz. En bas : photo du montage expérimental mettant en jeu le vibreur.	32
2.10	Spectrogrammes obtenus pour le laser (gauche) et pour un accéléromètre une composante (droite). Pour cet exemple, le signal source émis par le piézomètre est un sweep de 2s, variant de 1kHz à 1.25MHz, émis par un piézomètre.	33
2.11	De gauche à droite et de haut en bas : spectres en accélération obtenus par le laser (en rouge) et un accéléromètre une composante (en bleu) pour les bandes de fréquence [18kHz 1.25MHz], [1kHz 50MHz] et [2Hz 18kHz].	34
2.12	Module (gauche) et phase (droite) des fonctions de transfert obtenues pour les intervalles de fréquence [18kHz 1.25MHz] (en bleu), [1kHz 50MHz] (en vert) et [2Hz 18kHz] (en rouge). Les courbes noires correspondent au module et à la phase de la fonction de transfert globale obtenue par lissage (moyenne glissante) pour l'intervalle [2Hz 1.25MHz].	35
2.13	A gauche : Spectres de Fourier en accélération sur l'intervalle de fréquences [18kHz 1.25MHz] des données acquises par le laser (rouge) et l'accéléromètre une composante (bleu) et du rapport de l'éq. (2.3) (vert). A droite : Données dans le domaine temporel du laser (rouge), de l'accéléromètre (bleu) et du signal reconstruit à partir de l'enregistrement de l'accéléromètre (eq. 2.3).	35
2.14	Module (gauche) et phase (droite) des fonctions de transfert pour les composantes X, Y et Z (de haut en bas) de l'accéléromètre trois composantes. En rouge, vert et bleu sont respectivement représentées les fonctions obtenues pour les intervalles de fréquence [2Hz 18kHz], [1kHz 50kHz] et [18kHz 1.25MHz]. En noir sont représentées les fonctions de transfert, moyenne des courbes obtenues pour les divers intervalles de fréquence, lissées par moyenne glissante.	37
2.15	Module (gauche) et phase (droite) de la fonction de transfert obtenue comme précédemment (moyenne et lissage) pour le capteur PICO (noir). En rouge, vert et bleu sont respectivement représentées les fonctions obtenues sur les intervalles [2Hz 18kHz], [1kHz 50kHz] et [18kHz 1.25MHz].	38

2.16	Montage expérimental : la source (piézomètre) est placée directement face au récepteur (accéléromètre une composante). Le signal enregistré correspond à l'arrivée de l'onde directe et de ses réflexions sur la surface de la plaque de PMMA.	39
2.17	(a) : Exemple d'un signal enregistré sur une plaque de 3cm d'épaisseur, pour une fréquence source de 1MHz. En bleu sont représentées les valeurs absolues du signal et en rouge, l'enveloppe de ce signal utilisée pour l'estimation du facteur d'atténuation. (b) : Exemple d'estimation du facteur d'atténuation κ pour un signal acquis pour une fréquence source de 1MHz.	40
2.18	Facteurs d'atténuation κ représentés en fonction de la fréquence source. En rouge : valeurs obtenues pour une épaisseur de PMMA de 3cm, en bleu : valeurs obtenues pour une épaisseur de 9.8mm, en noir : représentation de l'équation (2.4).	40
2.19	(a) propagation du front en mode III et (b) en mode I. La partie claire des images correspond les zones rompues de l'échantillon, tandis que la partie sombre représente les zones intactes. La ligne blanche correspond à la position du front de fracture, $a(x)$	42
2.20	Représentation de la position moyenne du front $\bar{a}(t)$ pour la même expérience que celle utilisée pour la représentation des forces et déplacements des Figures 2.3 et 2.4.	42
2.21	Représentation de la rms σ de la hauteur de fluctuation du front de fracture $\Delta y(\delta)$ avec deux exposants de rugosité $\zeta_- \sim 0.63$ et $\zeta_+ \sim 0.37$ avec un changement de pente à la valeur typique de $\delta^* \sim 100\mu\text{m}$. (D'après [Santucci et al., 2010])	43
2.22	Distribution des vitesses locales de fracture, v , normalisées par la moyenne $\langle v \rangle$. La droite noire représente la loi de puissance $P(v/\langle v \rangle) \propto (v/\langle v \rangle)^{-\eta}$ avec $\eta = 2.55$ pour $v/\langle v \rangle > 1$. (D'après [Tallakstad et al., 2011])	44
2.23	Distribution de la taille des événements optiques S normalisée par la moyenne $\langle S \rangle$, pour $C = 3$. La ligne bleue hachurée représente la relation $P(S/\langle S \rangle) \propto (S/\langle S \rangle)^\gamma$ avec $\gamma = 1.71$. (D'après [Måløy et al., 2006])	45
2.24	(a) Signal brut, en accélération, enregistré par un accéléromètre une composante et (b) zoom sur la forme d'onde de l'événement désigné par la flèche. (c) et (d) correspondent aux mêmes signaux, en vitesse, corrigés de la réponse instrumentale et de l'atténuation.	46

3.1	Spectre de puissance (ou "Power Spectral Density", PSD) des signaux acoustiques enregistrés durant l'expérience présentée dans la figure 7 du manuscrit "Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface". Les courbes violette, jaune et orange correspondent chacune au signal enregistré par des accéléromètres une composante. La courbe noire représente le spectre de bruit estimé sur une période sans émissions acoustiques. La courbe verte correspond au spectre d'un événement acoustique isolé. Enfin, en gris est représenté le spectre du même grand événement enregistré simultanément à l'aide d'un capteur PICO et d'un accéléromètre une composante. Les bandes de fréquences utilisées pour cette courbe sont celles pour lesquelles le rapport signal sur bruit dépasse une valeur seuil (Figure 3.2).	92
3.2	Rapport des spectres signal sur bruit pour un enregistrement d'un grand événement effectué à l'aide a) d'un accéléromètre et b) d'un capteur PICO. Les lignes noires correspondent aux valeurs seuil choisies pour sélectionner les données de la courbe grise de la Figure 3.1.	93
3.3	Efficacité de radiation, η_R , en fonction de la vitesse moyenne de propagation du front de fracture. Les losanges bleus et rouges représentent les résultats obtenus à partir de nos expériences. En vert sont représentés les valeurs d'efficacité estimées pour les deux cas d'étude de terrain : l'étoile correspond à l'essai de sismicité observé au niveau des Buttes Obsidiennes californiennes et le carré, aux tremors de la région des Cascades.	97
5.1	Schéma simplifié des transferts d'énergie se produisant au niveau d'un réservoir géothermique au cours d'une injection hydraulique. Le rectangle gris représente notre système (le réservoir géothermique) dans lequel s'effectuent les transformations d'énergie. Il est fourni à ce système une énergie d'injection, E_I , transférée en énergie élastique libérée par rupture, ΔW . Chacune des fractures engendrées est caractérisée par son moment sismique, M_0 . . .	129
5.2	Évolution de l'énergie d'injection (surface bleue) et du moment sismique cumulés (surface rouge) associés aux stimulations hydrauliques de (a) 2000, (b) 2003, (c) 2004 et (d) 2005.	131
5.3	Montage expérimental : à gauche, vue de côté et à droite, vue de dessus de l'échantillon.	133

1.1 Les fractures

La notion de fracture est associée à la création d'une nouvelle interface dans un corps ou dans une structure originellement intacte [Scholz, 2002]. La volonté de caractériser les phénomènes mécaniques associés à l'initiation, la propagation et l'arrêt d'une fracture a, durant ces dernières décennies, été motivée par la variété de ses champs d'application. L'étude de la fracture est, en effet, à la fois un sujet d'intérêt de par son application aux sciences de l'ingénieur, pour la caractérisation de l'endommagement des matériaux utilisés dans des domaines allant de la construction de bâtiments à la réalisation de prothèses chirurgicales [Anderson, 2005, Christel et al., 1988], de par son analyse plus fondamentale et de par son application aux sciences de la Terre.

A l'intérieur de la Terre, la déformation peut se faire principalement selon deux régimes. Un régime ductile et un régime fragile, impliquant la propagation de fractures. Dans le régime fragile, la propagation de fractures est liée à des phénomènes irréversibles souvent catastrophiques. Ceci est notamment le cas lors de séismes pour lesquels une fracture se propage le long d'une faille tectonique. La propagation de la fracture est alors associée à la libération soudaine de l'énergie accumulée, lentement et de façon réversible, au niveau d'une faille et est souvent la cause de la radiation d'ondes sismiques parfois dévastatrices. La caractérisation des paramètres mis en jeu lors de l'activation, de la propagation et de l'arrêt de la rupture semble alors essentielle pour une compréhension des différents types de comportement de failles observés en sismologie et permettrait une analyse du risque sismique associé à une région donnée. Différents types de rupture mettant en jeu différents modes de propagation peuvent être observés sur Terre. Ainsi, de nombreuses études se sont tournées vers l'analyse et la caractérisation de la mécanique de la fracture.

Après un bref rappel sur les propriétés principales des fractures et le lien avec les problématiques en sciences de la Terre, j'introduirai le rôle des hétérogénéités dans les mécanismes impliqués lors de la rupture, ce qui servira de cadre à cette thèse.

1.1.1 Régimes fragiles et ductiles

A l'intérieur de la Terre, en fonction des conditions de température, pression de confinement, nature de la roche, etc., la déformation de la croûte soumise aux forces tectoniques peut se produire selon un régime ductile ou fragile. La différence entre ces deux régimes de déformation est définie principalement par la quantité de déformation plastique que subit le milieu. Alors qu'une déformation fragile implique la génération ou propagation d'une rupture en l'absence de plasticité, une déformation ductile met en jeu une part de plasticité plus importante. La distinction entre ces deux types de déformations peut être caractérisée par des courbes de chargement représentant la force appliquée au système en fonction du déplacement subi lors de la déformation (Figure 1.1). Sur ces figures, une première phase linéaire est associée aux déplacements élastiques réversibles subis par la structure. Puis une déviation de cette linéarité peut apparaître de deux manières : d'une part, par la présence d'un plateau lié à la phase de plasticité visible pour les déformations ductiles (sur la figure 1.1(b), entre les points A, amorçage de l'accroissement de la fissure, et R, point de rupture) et, d'autre part, par l'absence de cette phase de plasticité caractéristique des déformations fragiles (sur la figure 1.1(a) : le matériau rompt au point R).

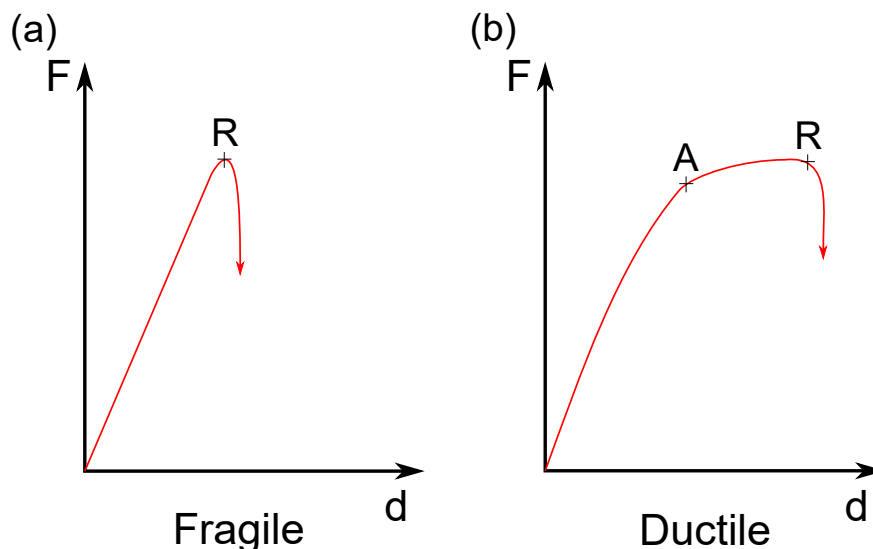


FIGURE 1.1 – Courbes de chargement pour (a) une rupture fragile et (b) une rupture ductile.

Lors de cette thèse, nous nous intéressons à l'analyse des déformations fragiles associées à des émissions acoustiques produisant une dissipation d'ondes souvent audibles. Ces ruptures fragiles sont donc des ruptures irréversibles atteignant tout ou partie du volume du matériau (Figure 1.2). Elles sont souvent retrouvées dans la partie supérieure de la croûte terrestre et, pour la plupart, liées à la génération de séismes.



FIGURE 1.2 – Exemples de ruptures fragiles dans différents échantillons soumis à des conditions de pression et de température variables (d’après [Evans et al., 1990]). L’échantillon 1 a subi une déformation à des conditions de pression et de température ambiantes. Les échantillons 2, 3 et 4 ont été déformés à une pression de confinement faible ($<65\text{MPa}$) et à des températures respectives de 400, 150 et 300°C . Les échantillons 5 et 6 ont été déformés à des pressions de confinement plus importantes ($\sim 75\text{MPa}$).

1.1.2 Les modes de rupture

Dans la mécanique de la fracture, trois types de géométrie de rupture se distinguent [Scholz, 2002] :

- Le mode I : rupture de tension. Ce mode de rupture correspond à une fracture se propageant dans un plan perpendiculaire à l’axe de contrainte maximale appliquée au matériau (Fig. 1.3(a)). Il sera notamment rencontré lors de fracturations hydrauliques, lorsque la pression de fluide à l’intérieur de la fracture est supérieure à la contrainte minimum.
- Le mode II : rupture en cisaillement. Ce mode correspond à un cisaillement dans la direction normale au front de fracture (Fig. 1.3(b)).
- Le mode III : glissement anti-plan. Ce mode de rupture correspond à un cisaillement dans une direction parallèle au front de fracture (Fig. 1.3(c)). Les modes II et III seront les modes de rupture les plus observés à la surface du globe, notamment en contextes de subduction, de rifting ou de collision continentale.

La combinaison et superposition de ces trois modes apparaissent suffisantes pour décrire la plupart des déformations observées dans la nature. Ainsi, pour exemple, la figure 1.4 reprend les différents modes de rupture rencontrés à proximité d’une faille en strike-slip.

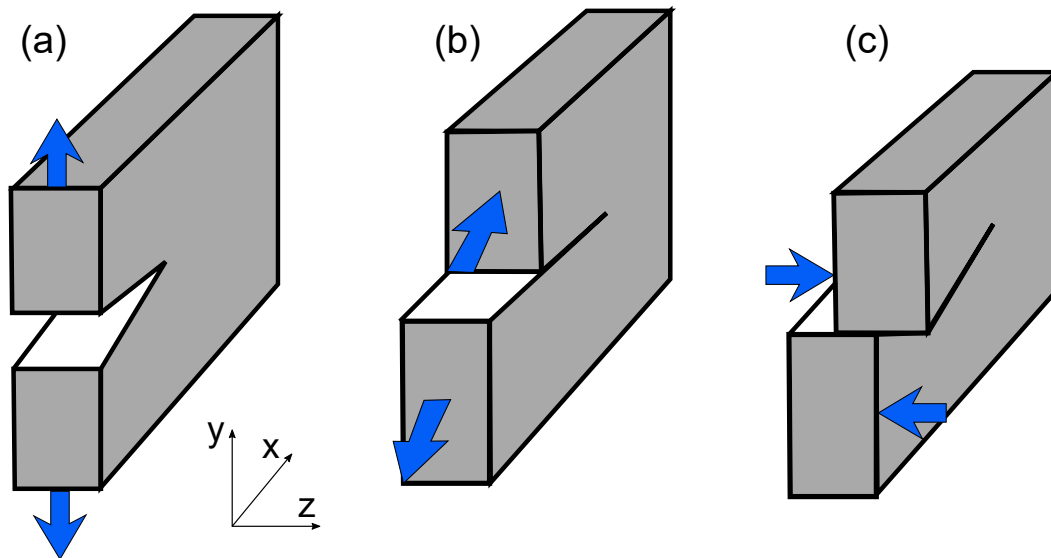


FIGURE 1.3 – Les trois modes de fracture : (a) Mode I (ouverture), (b) Mode II (glissement plan) et (c) Mode III (glissement anti-plan).

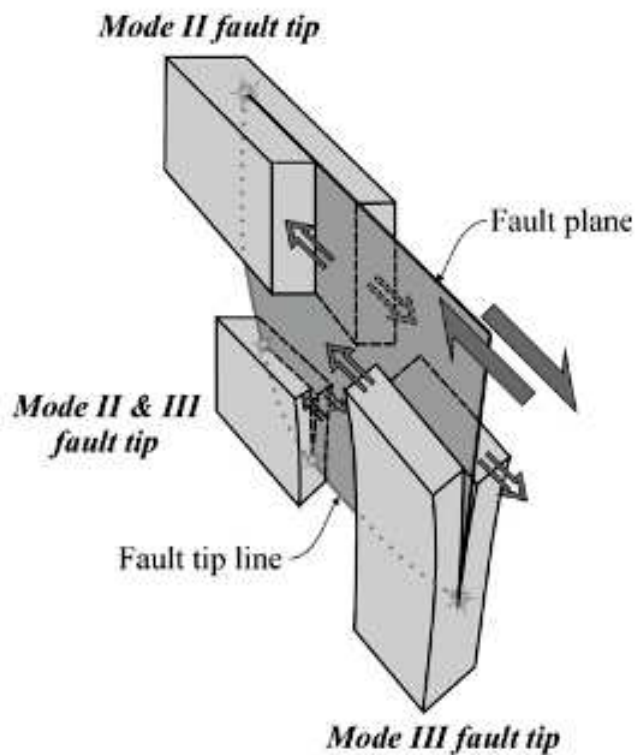


FIGURE 1.4 – Modèle de rupture le long d'une faille mettant en jeu la combinaison de ruptures en mode II et III. (D'après [Kim et al., 2004])

1.1.3 La propagation de la fracture

L'approche la plus utilisée pour décrire et expliquer l'initiation d'une rupture au sein d'un matériau peut être désignée sous le nom de critère d'énergie. Lors d'une déformation, il peut apparaître que le taux de chargement ne soit plus compatible avec une dissipation d'énergie par déformations élastiques et qu'il nécessite un mode de dissipation plus efficace, même si plus coûteux en énergie : la création d'une nouvelle interface. Le critère d'énergie spécifie que l'extension d'une fracture se produit lorsque l'énergie disponible pour la rupture est suffisante pour surpasser la résistance du matériau mise en jeu [Anderson, 2005]. Cette résistance peut inclure l'énergie de surface, le travail plastique ou d'autres types de dissipations d'énergie associées à la propagation de la rupture. Le critère d'énergie fut proposé par Griffith [Griffith, 1920] qui introduisit le terme de taux de restitution d'énergie, G . Ce taux est défini comme la variation de l'énergie potentielle résultant de la création de nouvelles surfaces de rupture par unité de longueur d'avancée de la fracture. Lorsque la fracture se propage de façon quasi-statique, ce taux est égal à un taux critique variant suivant le matériau considéré.

Une seconde approche consiste à considérer la notion de facteur d'intensité de contrainte, K , présentée par Irwin [Irwin, 1956]. Ce facteur d'intensité de contrainte caractérise l'état du champ de contrainte au voisinage de la fissure et est défini pour chaque mode de rupture présenté plus haut. L'équivalence entre facteur d'intensité de contrainte, K_I , et taux de restitution d'énergie, G , pour l'étude d'une fracture en tension (mode I), sous une contrainte plane, se fait par la formule suivante [Lawn, 1993] :

$$G = \frac{K_I^2}{E} \quad (1.1)$$

avec E le module d'Young du matériau considéré. Ainsi, le critère de Griffith peut se traduire en terme de facteur d'intensité de contrainte et la condition pour la propagation de la fracture peut aussi être donnée par $K = K_{Ic}$, où K_{Ic} est la valeur critique du facteur d'intensité de contrainte. K_{Ic} correspond à la résistance ou ténacité d'un matériau à une rupture en mode I.

Lors de cette thèse, nous nous serons intéressés à des phénomènes de ruptures fragiles. Il est cependant intéressant de noter que les critères de ruptures détaillés plus haut ont été étendus à des critères de plasticité notamment introduits par Tresca, Von Mises ou Coulomb [Zienkiewicz and Cormeau, 1974].

1.1.4 Mécanique linéaire élastique de la fracture

La mécanique linéaire élastique de la fracture (LEFM, Linear Elastic Fracture Mechanics en anglais) est une approche pour laquelle la rupture, supposée plane et étroite, se propage dans un milieu linéaire élastique obéissant à la loi de Hooke, loi linéaire entre contraintes et déformations.

Le champ de contrainte au voisinage de la fracture est calculé en utilisant la théorie de l'élasticité linéaire. Il dépend du mode de rupture étudié. Dans le cas d'une fracture se propageant purement en mode I, considérant les coordonnées de la figure 1.5, les contraintes en pointe de fissure peuvent s'écrire [Lawn, 1993] :

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}, \quad (1.2)$$

$$K_I = A\sigma\sqrt{c\pi} \quad (1.3)$$

avec r la distance par rapport à la pointe de la fissure, K_I , le facteur d'intensité de contrainte, c , la longueur de la fissure (voir Fig 1.5) et A une constante dépendant du chargement et de la géométrie du milieu. Ainsi, la contrainte varie avec $1/\sqrt{r}$: lorsque r tend vers 0, la contrainte tend vers l'infini. Il existe donc une zone de plasticité locale proche de la pointe de la fracture. Pour le reste de l'étude présentée dans ce manuscrit de thèse, nous nous placerons dans l'approche de la LEFM pour laquelle cette zone d'endommagement est supposée petite par rapport à la taille de la fracture. La validité de cette hypothèse sera présentée dans la suite du manuscrit. Nous considérerons ainsi que les équations de la LEFM sont applicables à nos travaux.

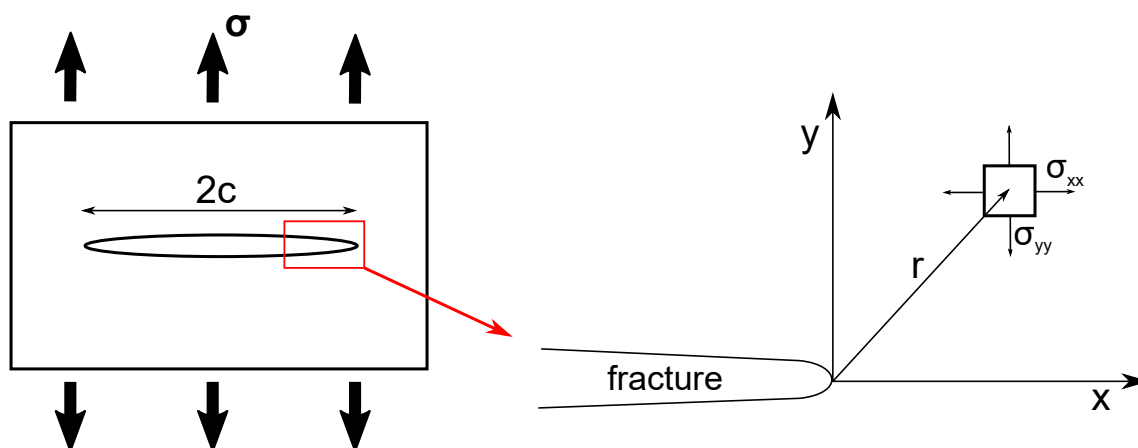


FIGURE 1.5 – A gauche : fracture elliptique de longueur $2c$ soumise à une contrainte σ en mode I. A droite : définition des coordonnées du champ de contrainte à la pointe d'une fissure se propageant purement en mode I. (d'après [Anderson, 2005])

1.1.5 Vers un lien avec la mécanique des failles

a) Les ruptures en mode I

Les ruptures en mode I sont observées dans différents environnements géologiques. Elles sont souvent la conséquence d'injections ou de circulations hydrauliques [Gundmundsson, 2011]. Ces fractures peuvent être retrouvées en contexte volcanique lors de la

propagation de dikes [Rubin, 1993], mais aussi lors d'opérations anthropiques pour l'exploitation de réservoirs géothermiques. Lors de ces dernières, l'injection hydraulique est assurée artificiellement à l'aide de puits plus ou moins profonds [Baisch et al., 2009, Baisch et al., 2010]. Elle a pour objectif d'augmenter la perméabilité de la région afin d'en exploiter le gradient de chaleur géothermique. Dans de tels contextes, il a été démontré une coexistence entre ruptures en mode II, parallèle à l'interface et ruptures en mode I, dans une direction normale à l'interface de rupture, génératrices de microsismicité régionale [Šílený et al., 2009]. Ces ruptures, qu'elles soient naturelles ou provoquées par l'homme, représentent un risque sismique significatif [Rubin et al., 1998, Mignan et al., 2015] mais peuvent aussi prodiguer des informations sur les conditions nécessaires à leur propagation. Il apparaît donc important de pouvoir comprendre quels sont les paramètres contrôlant l'émission d'ondes sismiques en de tels contextes.

b) Les ruptures en modes II et III

Les ruptures en modes II et III sont les cas de ruptures les plus observés à grande échelle dans la Terre. En effet, les ruptures observées lors de la majorité d'événements sismiques se produisant à la surface du globe terrestre sont associées à des ruptures en mode II et III (cisaillement), moins coûteuses d'un point de vue énergétique que les ruptures en mode I. Elles peuvent ainsi se manifester sous une grande variété de formes mais sont majoritairement retrouvées au niveau des failles normales, inverses ou chevauchantes ou des failles décrochantes, failles pour lesquelles le déplacement s'effectue parallèlement à la surface de rupture [Gundmundsson, 2011]. Les cas de ruptures en mode II et III ou en mode mixte II/III sont ainsi observables dans des contextes de subduction, de rifting, d'accrétion ou de collision continentale.

1.1.6 Bilan d'énergie lors de la propagation d'une rupture

Lors d'une rupture au sein de la croûte terrestre, parfois génératrice d'événements sismiques, l'énergie potentielle stockée dans la croûte est relâchée sous forme d'énergie radiée, d'énergie de fracture et d'énergie de friction. Une rupture peut être vue comme un processus pendant lequel la contrainte sur le plan de faille chute d'une valeur initiale σ_0 à une contrainte de friction résiduelle σ_f , (Figure 1.6). La chute d'énergie potentielle totale, ΔW , peut ainsi s'écrire [Kanamori, 2004] :

$$\Delta W = \frac{1}{2}(\overline{\sigma_0 + \sigma_f})DS \quad (1.4)$$

$$\Delta W = \Delta W_0 + \overline{\sigma_f}DS \quad (1.5)$$

où S correspond à la surface de faille, D , au déplacement total sur la faille, \bar{x} , à la moyenne en espace de x [Knopoff, 1958] et $\Delta W_0 = 1/2(\overline{\sigma_0 - \sigma_f})DS$, l'énergie disponible pour entraîner la propagation de la rupture. Ces équations peuvent aussi s'écrire :

$$\Delta W = E_R + E_G + E_H \quad (1.6)$$

$$\Delta W = \Delta W_0 + E_H \quad (1.7)$$

avec E_R , l'énergie sismique radiée, E_G , l'énergie de fracture et E_H , l'énergie de friction associées à la propagation d'une fracture et $\Delta W_0 = E_R + E_G$.

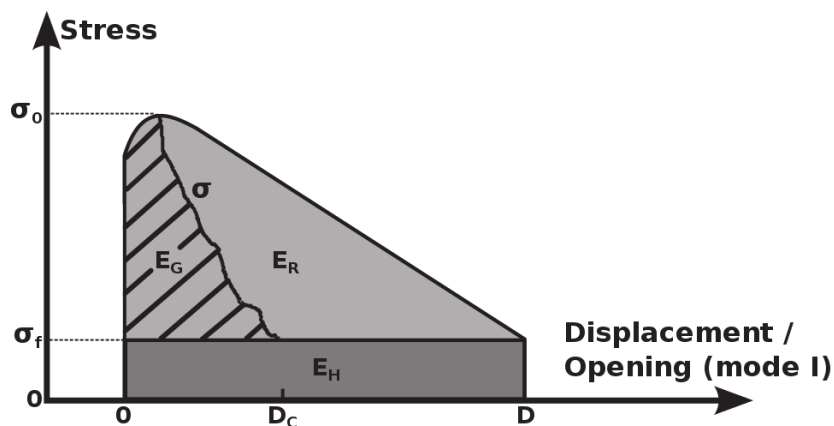


FIGURE 1.6 – Budget énergétique par unité de surface d'un séisme ou d'une fracture : E_R correspond à l'énergie radiée, E_G , à l'énergie de fracture et E_H , à l'énergie de friction. A l'initiation du séisme, la contrainte sur la faille, σ_0 , diminue jusqu'à une valeur constante, σ_f . (modifié d'après [Kanamori and Brodsky, 2004])

a) Énergie sismique radiée

La capacité de mesurer, en surface, les déplacements dus à un événement sismique et d'évaluer les formes d'ondes sismiques à l'aide de sismomètres placés à la surface rend possible le calcul de l'énergie radiée associée à cet événement. Le flux d'énergie sismique, ϵ , à un point donné dans un milieu homogène, généré par une onde d'incidence normale est obtenu par l'équation [Boler, 1990] :

$$\epsilon = \rho c \int_0^{\infty} \dot{u}^2 dt, \quad (1.8)$$

où ρ est la densité du milieu, c correspond à la vitesse des ondes sismiques dans le milieu, \dot{u} , à la vitesse des particules et t , au temps. L'énergie radiée totale, E_R , correspond alors à l'intégrale du flux ϵ , en temps et en espace [Kanamori, 2004], i.e.

$$E_R = \rho c \int_{S_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{u}^2(t) dt dS_0 \quad (1.9)$$

avec S_0 , une surface sphérique située à grande distance de la source.

Cependant, en pratique, il apparaît extrêmement difficile d'estimer l'énergie de radiation du fait de la nécessité de pouvoir observer les ondes sismiques sur une large bande de fréquence et de pouvoir corriger les effets de diffraction et d'atténuation des ondes à l'intérieur de la Terre.

Sur le terrain, une méthode alternative à l'utilisation de l'équation (1.9) repose sur l'utilisation du moment sismique. Celui-ci a été défini par [Aki, 1966] par la formule :

$$M_0 = \mu SD \quad (1.10)$$

avec μ , la rigidité du milieu entourant la source, S , l'aire de la faille et D , le déplacement. M_0 et E_R apparaissent comme des paramètres physiquement distincts : M_0 est un paramètre statique et E_R , un paramètre dynamique dépendant de la dynamique des séismes. Il apparaît cependant possible de les relier par l'introduction de quelques relations d'échelle [Kanamori, 1977] : (1) les changements de contrainte observés lors de grands séismes sont approximativement constants et (2) la contrainte finale après un séisme est supposée proche de la contrainte de friction durant la rupture. Au regard de ces deux approximations, il est possible de démontrer la relation :

$$E_R = \frac{\Delta\sigma}{2\mu} M_0 \quad (1.11)$$

avec $\Delta\sigma$, la chute de contrainte moyenne durant un séisme. La figure 1.7 représente le rapport $\tilde{e} = E_R/M_0 = \Delta\sigma/(2\mu)$ en fonction de la magnitude de moment M_w . Ce rapport peut être vu comme la quantité d'énergie radiée par unité de surface de faille et par unité de déplacement sur la faille. Lorsque ce rapport est constant, la chute de contrainte $\Delta\sigma$ est constante et les séismes, quelle que soit leur magnitude, sont dynamiquement similaires. Ce type de comportement apparaît comme une grande problématique pour la prédiction des tremblements de terre. En effet, si les grands et petits séismes possèdent les mêmes propriétés dynamiques, les processus d'initiation de la rupture seront les mêmes et la taille des séismes ne peut pas être prédite.

b) Énergie de fracture

L'énergie de fracture, E_G , est classiquement estimée à partir de l'histoire des variations de contrainte observées lors de la rupture :

$$E_G = \int_A \int_0^{D_c} (\sigma(D) - \sigma_f) dD dA \quad (1.12)$$

avec A , la surface de rupture, D , le déplacement de la fracture et D_c , une distance critique. E_G correspond à la partie hachurée de la figure 1.6. Il est à noter que, sur le terrain, les ruptures observées ne se cantonnent souvent pas à un unique plan de faille [Udías et al., 2014]. En effet, les ruptures géologiques peuvent s'étendre sur des épaisseurs importantes, impliquer une géométrie non plane et des complexités de la surface de fracture (rugosités de l'interface) ou se diviser sur un réseau de fractures important. Le concept de plan de faille apparaît ainsi comme une simplification de la réalité observée sur le terrain. L'estimation de A nécessiterait donc la connaissance des détails de la géométrie d'une faille. Cependant, ceux-ci apparaissant très difficile à quantifier, la surface A , lors de notre étude sera approximée à une surface unique où toutes les déformations et dissipations d'énergie ont lieu à son voisinage. Nous nous plaçons alors dans un cas de rupture en accord avec la mécanique linéaire élastique de la fracture.

L'énergie de fracture est liée au travail anélastique U_G et au taux d'énergie libérée $G = \delta U_G / \delta A$ [Fialko, 2007] :

$$E_G = \int_A \frac{\delta U_G}{\delta A} dA = \int_A G dA \quad (1.13)$$

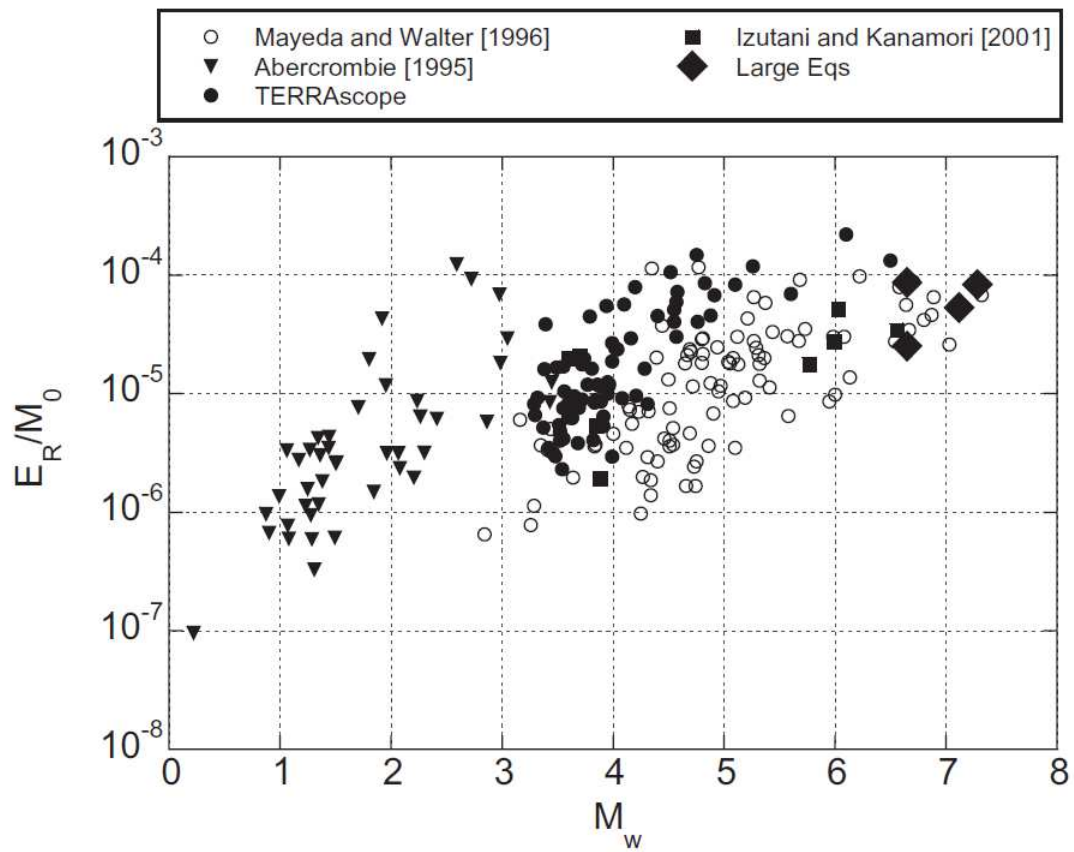


FIGURE 1.7 – Relation entre le rapport $\tilde{e} = E_R/M_0$ et la magnitude de moment M_w . (d'après [Kanamori and Brodsky, 2004])

Dans la théorie de Griffith, dans le cas d'une propagation de rupture quasi-statique dans un milieu homogène, le taux de libération d'énergie G atteint son équilibre au taux d'énergie critique G_c du matériau. Nous obtenons alors la relation :

$$E_G = G_c A. \quad (1.14)$$

Le seuil $G \geq G_c$ définit alors la condition pour laquelle la rupture se propage. L'extension d'une fracture s'effectue lorsque l'énergie disponible est suffisante pour surpasser la résistance du matériau [Irwin and Kies, 1954, Anderson, 2005].

c) Énergie de friction

L'énergie de friction peut être estimée pour une fracture simple se propageant dans un milieu homogène dans un champ de contraintes résiduelles constant σ_f (Figure 1.6) :

$$E_H = \sigma_f D A \quad (1.15)$$

avec D le déplacement sur la faille. Cette énergie, souvent appelée énergie thermique, car associée à une dissipation de chaleur au niveau de la surface de faille, ne contribue pas aux processus dynamiques de la rupture.

d) Efficacité de radiation

L'analyse du partitionnement d'énergie et, particulièrement, la caractérisation de la proportion de l'énergie disponible sous forme de radiation sismique, peuvent être réalisées par l'étude du paramètre η_R appelé efficacité de radiation et défini par la formule [Kanamori, 2004] :

$$\eta_R = \frac{E_R}{\Delta W_0} = \frac{E_R}{E_R + E_G} \quad (1.16)$$

η_R correspond donc au rapport entre énergie radiée sous forme d'ondes sismiques et énergie disponible pour les processus mécaniques associés à la rupture et apparaît comme un outil pour la caractérisation des comportements dynamiques d'un séisme. Les faibles valeurs d'efficacité sont associées à des événements dynamiques lents, tels que ceux observés pour les séismes tsunami ou quelques séismes profonds. Les fortes valeurs de η_R , quant-à elles, sont principalement liées à de grands événements peu profonds.

D'autre part, nous pouvons écrire, d'après la figure 1.6

$$E_R = \frac{\sigma_0 - \sigma_f}{2} D S - E_G = \frac{\Delta\sigma}{2} D S - E_G \quad (1.17)$$

$$= \frac{\Delta\sigma}{2\mu} M_0 - E_G \quad (1.18)$$

Nous obtenons ainsi une relation entre l'efficacité de radiation, η_R et des paramètres sismologiques :

$$\eta_R = \frac{2\mu}{\Delta\sigma} \frac{E_R}{M_0}. \quad (1.19)$$

e) Vitesse de rupture

L'efficacité de radiation, η_R , peut être exprimée en fonction de la vitesse de rupture, v . Différentes prédictions ont été proposées pour le cas d'une fracture se propageant dans un milieu homogène, sous différents modes de chargements. Ainsi, la théorie de Mott [Mott, 1948, Kanamori, 2004] suggère que

$$\eta_R = 1 - g(v) \tag{1.20}$$

$$\text{avec } g(v) = 1 - v/c_R, \quad g(v) = \frac{1 - v/c_R}{\sqrt{1 - v/\beta}} \quad \text{et} \quad g(v) = \sqrt{\frac{1 - v/\beta}{1 + v/\beta}}$$

Respectivement pour les modes I, II et III.

où c_R et β correspondent respectivement à la vitesse des ondes de Rayleigh et des ondes S dans le matériau. Lors de notre étude, nous nous intéresserons au partitionnement de l'énergie lié à la propagation d'une rupture en mode I. Nous nous concentrerons alors sur les résultats obtenus pour le mode I :

$$\eta_R = \frac{v}{c_R} \tag{1.21}$$

Si v est très faible, la rupture est proche d'une rupture quasi-statique, peu d'énergie est radiée sous forme d'ondes sismiques et $\eta_R \sim 0$. Si maintenant $v \sim c_R$, peu d'énergie de fracture est dissipée par la propagation de la rupture le long de la faille et $\eta_R \sim 1$. Ainsi, quel que soit le type de séisme étudié tels que les séismes profonds, intra-plaque, inter-plaques ou les séismes tsunamis, une augmentation de la valeur d'efficacité sismique avec la vitesse de propagation de la rupture est systématiquement observée (Figure 1.8) [Venkataraman and Kanamori, 2004]. Cependant, le modèle décrit par l'équation (1.20) n'inclue pas la présence d'hétérogénéités dans le milieu de rupture. Les interfaces de rupture au sein de la Terre ne sont, en général, pas homogènes et entraînent des variations de vitesses locales. Ces fluctuations de vitesses de rupture sont généralement associées à des phases de blocage et de déblocage au niveau de microstructures présentes le long de la surface de fracture [Måløy and Schmittbuhl, 2001, Måløy et al., 2006]. Ainsi, lors de propagations lentes sous-critiques, peuvent se manifester des propagations dynamiques rapides de la rupture engendrant des émissions acoustiques [Grob et al., 2009]. Lors de notre étude, nous nous intéresserons ainsi à la description du rôle de la rugosité de la surface de rupture dans cette relation entre efficacité de radiation et vitesse de rupture.

1.2 De l'influence des hétérogénéités de la surface de rupture

1.2.1 Les hétérogénéités en sismologie

Les failles tectoniques apparaissent comme des interfaces complexes le long desquelles sont observées des variations de topographie [Okubo and Aki, 1987, Scholz, 2002, Candela et al., 2011], de rhéologie et de composition géologique et minéralogique [Ben-Zion, 2008]

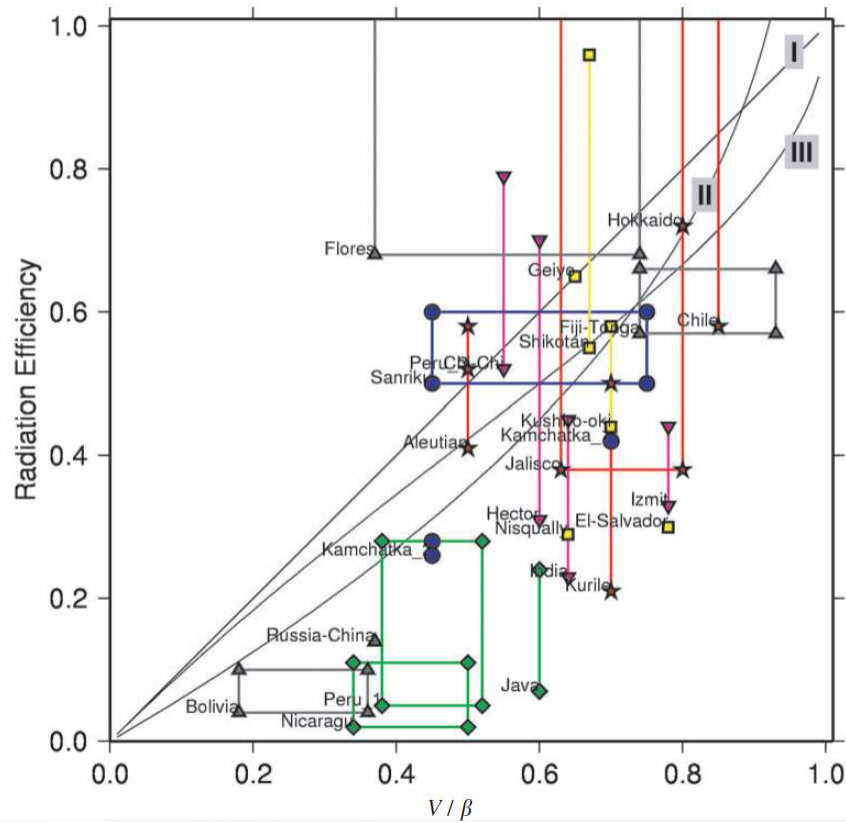


FIGURE 1.8 – Efficacité de radiation, η_R , déterminée à partir de l'équation (1.19) en fonction du rapport entre vitesse de rupture et vitesse des ondes S dans le milieu. Les données de terrain sont comparées aux courbes théoriques données par l'équation (1.20) liant efficacité sismique et vitesse de rupture pour les modes I, II et III. (D'après [Kanamori and Brodsky, 2004])

et des fluctuations spatiales du champ de contraintes [Marsan, 2006, Schmittbuhl et al., 2006]. Les processus de fracture au niveau des failles seront alors influencés par la présence de ces complexités. La présence de ces hétérogénéités sur la surface de faille laisse place à une grande variabilité des types de ruptures observées sur le terrain et des valeurs de l'efficacité de radiation, η_R (Figure 1.8).

Cette complexité de la zone de faille peut varier d'une zone à l'autre. Ainsi, l'analyse de mégatrasts tels que ceux de Sumatra en 2004 et de Tohoku en 2011 ont permis d'identifier différents comportements frictionnels induisant des variations dans l'énergie sismique radiée lors d'un glissement le long de la faille [Lay, 2016] (Figure 1.9).

Nous pouvons nous interroger sur l'influence de cette zone dans le comportement du glissement sur une interface à la rugosité particulière. Ainsi, par exemple, la diversité des formes de glissement sur les failles recouvre une gamme importante :

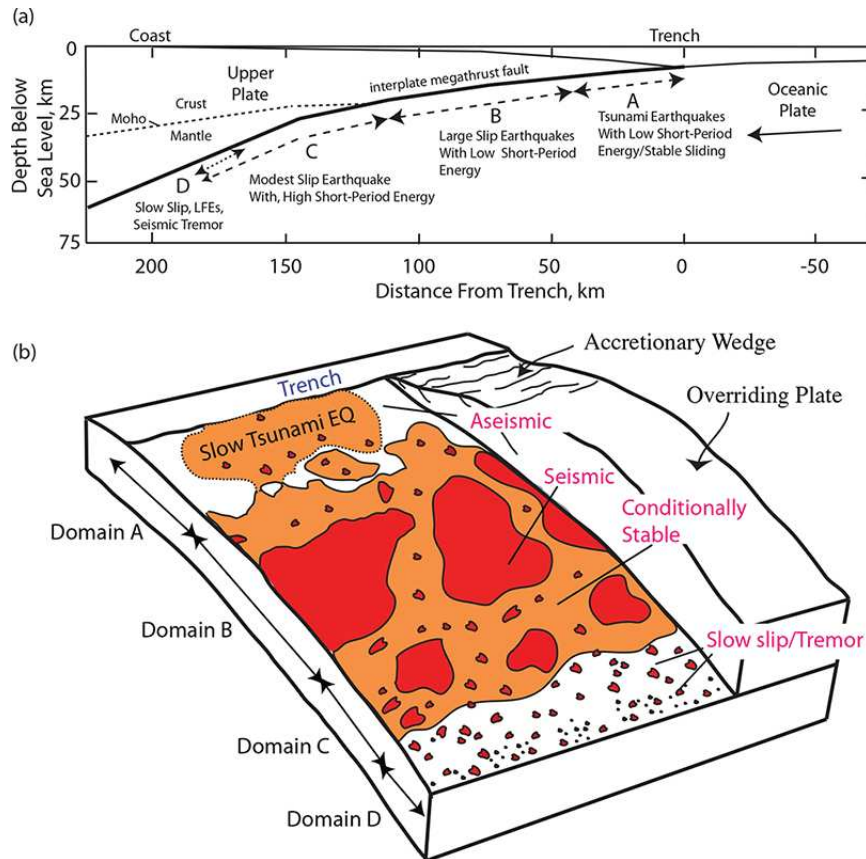


FIGURE 1.9 – (a) Coupe schématique de la zone de subduction située au large de la côte Nord d’Honsu où s’est produit le séisme de Tohoku en 2011. Quatre domaines, A, B, C, et D, sont caractérisés suivant les comportements de rupture observés. Au delà de ces zones, le glissement apparaît stable laissant place à de rares événements ne générant pas de séismes. (b) Modèle schématique de l’environnement frictionnel associé aux zones A, B, C et D définies dans (a). Source : [Lay, 2016].

Les séismes lents Les séismes lents ont été observés à l’aide de mesures géodésiques continues. Celles-ci ont démontré la présence de fluages libérant une forte énergie de fracture mais sans détection de relâchement d’ondes sismiques [Miller et al., 2002]. Ces événements peuvent aussi être qualifiés de séismes silencieux. De tels événements sont notamment observés le long de la zone de subduction des Cascades [Lohman and McGuire, 2007] ou du Sud Ouest du Japon [Obara et al., 2004].

Ces séismes lents sont aussi observés sur les continents. Bien que leur détection soit plus difficile, l’existence de tels événements a été confirmée par l’étude GPS (Global Positioning System) des régions concernées [Dragert et al., 2004]. L’apparition de ces déformations a notamment pu être notée dans d’autres contextes tectoniques tels que le long de la faille de San Andreas [Peng and Gomberg, 2010].

Ce type de séismes implique ainsi des propagations de rupture dans des processus aiséismiques pouvant être liés à la nature hétérogène des surfaces de faille impliquées dans ces événements (Figure 1.9).

Séismes tsunami Les séismes tsunami correspondent à des séismes provoquant des tsunamis malgré une magnitude relativement faible [Kanamori, 1972]. De tels séismes ont pu être observés en 1896 lors du séisme de Sanriku (Japon) de magnitude 7.5 [Tanioka and Sataka, 1996] et en 2006, avec le séisme de Java de magnitude 7.7 [Bilek and Engdahl, 2007]. Pour ces événements, la valeur de l'efficacité de radiation, η_R , est très faible comparée à celle observée pour la plupart des séismes [Kanamori, 2004]. Les valeurs d'énergie radiée sous forme d'ondes sismiques, E_R , apparaissent, en effet, peu importantes par rapport à celles de l'énergie mécanique disponible lors de la rupture, ΔW_0 [Venkataraman and Kanamori, 2004].

La capacité de ces séismes à créer des tsunamis sans entraîner de fortes émissions d'ondes sismiques pourrait être liée à des variations locales des propriétés de l'interface de rupture permettant, tout comme pour les séismes lents, la déformation sans fortes dissipations d'énergie radiée.

Séismes supershear Les séismes supershear sont ainsi qualifiés du fait que la propagation de la rupture lors de tels événements atteigne une vitesse supérieure à la vitesse des ondes de Rayleigh. Ce type de séismes, observés dans des régions soumises à de fortes contraintes, apparaît difficile à stopper et est souvent associé à des ruptures pouvant atteindre plusieurs centaines de kilomètres. De telles ruptures ont notamment pu être observées lors des séismes de Kunlunshan de 2001 [Bouchon and Vallée, 2003] et d'Izmit de 1999 [Bouchon et al., 2001].

Ce type de séismes est lié à des surfaces de faille dont la géométrie à l'interface apparaît très simple (i.e. un seul plan de faille) présentant certainement, en profondeur, une hétérogénéité moindre.

Séismes profonds Le séisme profond le plus important et le mieux documenté apparaît être le grand séisme ayant eu lieu en Bolivie en 1994, de magnitude $M_w = 8.3$. Ce séisme a été localisé à 635km de profondeur. Il a été démontré que ce séisme, plutôt que de s'apparenter à une rupture élastique génératrice d'ondes sismiques, se rapproche d'un processus thermique, avec forts dégagements d'énergie thermique et de fracture. La part d'énergie thermique et le gradient de température associés à la rupture dépendent des processus de fracture et de l'épaisseur de la zone de faille, détails restant, pour l'instant, indéterminés. Le séisme bolivien apparaît comme un cas extrême pour lequel l'énergie est très majoritairement répartie en phénomènes asismiques.

Nous pouvons, ici encore, nous interroger sur la nature de la surface de faille et son rôle dans la mécanique de telles ruptures et dans les processus de friction mis en jeu.

Lors de la propagation de ces différents types de séismes, il apparaît intéressant de se questionner sur le rôle des hétérogénéités de la surface de faille dans les mécanismes impliqués lors des ruptures observées : vitesses de rupture, budget énergétique ou encore transition entre comportements fragiles et ductiles peuvent-ils être associés aux hétérogénéités de l'interface de rupture ? Pour cette étude, il nous faut revenir aux détails des mécanismes de fracture impliqués par la présence de fluctuations morphologiques le long de la surface de rupture.

1.2.2 Propagation d’une rupture le long d’une interface hétérogène

a) Nucléation et arrêt de la rupture

Les ruptures dynamiques sur les failles sont contrôlées par l’état de friction et de contrainte de la surface de rupture. Les aires de cohésion, joints entre les deux surfaces de faille (Figure 1.10), jouent un rôle fondamental dans l’initiation de la rupture [Udías et al., 2014]. Lors de l’application d’un chargement au niveau d’une interface rugueuse pré-existante, un glissement asismique se développe au niveau d’une zone de cohésion et transfère un champ de contrainte à son voisinage. La rupture sera initiée au moment où les forces de friction diminuent pour passer d’un état statique ou quasi-statique à un état dynamique (ou cinématique). La zone de nucléation d’une rupture peut être définie comme un “patch” sur la surface de faille.

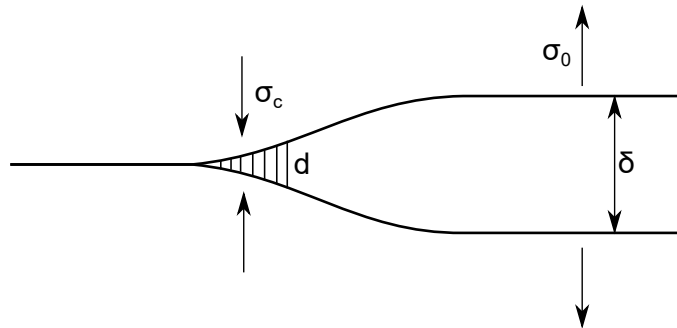


FIGURE 1.10 – Modèle d’une zone de cohésion pour une rupture en mode I. La faille s’ouvre sous la contrainte σ_0 . Le déplacement induit par la rupture est noté δ et la zone de cohésion de longueur d est soumise à une contrainte de cohésion σ_c . (d’après [Udías et al., 2014])

La zone de nucléation stable sur laquelle le glissement se produit, devient assez large pour que, à un point proche de son centre, les forces de friction diminuent jusqu’à leur valeur cinématique. Cette étape est suivie par une progression rapide de la zone de rupture jusqu’à un état pour lequel le glissement atteint une valeur critique. Au delà de cette valeur, une instabilité dynamique est observée et la rupture s’engage dans la production d’ondes sismiques [Ohnaka, 2013, Udías et al., 2014]. La zone de nucléation est alors définie comme la région où la rupture progresse de façon stable et quasi-statique. Elle s’étend du lieu de la première fracture à la zone au delà de laquelle la rupture instable commence. En parallèle de cette zone de nucléation, nous pouvons distinguer une zone de fracturation (ou FPZ, Fracture Process Zone en anglais) décrite comme le volume de roche contenant les déformations associées à la fracture [Vermilye and Scholz, 1998]. Celle-ci est définie en pointe de fracture comme la zone où apparaissent des effets anélastiques et non-linéaires, alors qu’à plus grande distance de la fracture, le comportement du matériau redevient élastique et linéaire.

L’arrêt de la fracture peut être dû à une variation du chargement contrôlant la propagation de la fracture, celui-ci pouvant ne plus atteindre la valeur satisfaisant le critère

de Griffith. Cependant, elle est souvent provoquée par la présence d'hétérogénéités sur la surface de rupture. En effet, si cette surface était homogène, une fois la fracture initiée, elle s'étendrait indéfiniment. Pour qu'une rupture stoppe son expansion, il doit exister des zones, sur l'interface de faille, où les conditions de contraintes sont différentes de celles qui auront permis sa propagation [Udías et al., 2014]. Deux types de mécanismes peuvent ainsi entraîner l'arrêt d'une rupture [Husseini et al., 1975]. D'une part, l'augmentation de l'énergie de fracture le long de la trajectoire de la rupture, plus importante que celle engendrée par la rupture, peut provoquer l'interruption de sa progression. D'autre part, elle peut être due à la présence d'une région dans laquelle la contrainte diminue au point de ne plus avoir la valeur nécessaire pour que la rupture puisse progresser.

Enfin, un élément pouvant conduire à l'arrêt de la propagation d'une rupture est associé à la présence de complexités géométriques sur le plan de faille [Scholz, 2013] pouvant dévier la trajectoire de la fracture de son offset. Ainsi, on appelle "jogs" les déviations de la faille par rapport au plan de fracture normales au vecteur de glissement, et "steps" les déviations parallèles au vecteur. Les jogs et steps créent tous deux des pertes d'énergie de fracture et peuvent engendrer l'arrêt de la propagation de la rupture.

b) Barrières et aspérités

Les processus de rupture ne sont donc pas homogènes : les fractures peuvent rencontrer des zones de diverses valeurs de contrainte, des changements de direction et peuvent entraîner une diversité dans le partitionnement d'énergie. Deux modèles ont été développés dans le but de caractériser les hétérogénéités des interfaces de fracture capables d'expliquer la complexité des séismes et des ruptures se propageant en milieu hétérogène. Ces modèles sont appelés barrières et aspérités [Madariaga, 1979]. Ces deux termes font référence à des régions de la faille, aussi appelées "patches", résistantes à la fracture [Aki, 1984].

Modèle de barrière Le modèle de barrière est basé sur le postulat que la surface de fracture possède des zones de forte résistance, appelées "barrières", qui interagissent avec la propagation de la rupture. Ces barrières peuvent ainsi ralentir voire entraver le progrès de la fracture. Elle peuvent être caractérisées par leur résistance et leurs dimensions. L'interaction entre barrières et front de rupture dépend des valeurs relatives des contraintes tectoniques, σ_0 , et de la résistance de la barrière, σ_b [Aki, 1979, Udías et al., 2014]. Si la contrainte tectonique est élevée ($\sigma_0 > \sigma_b$), la barrière se rompt et la fracture se propage de manière continue (passage de la figure 1.11(a) à la figure 1.11(d)). En revanche, si maintenant la contrainte tectonique est faible ($\sigma_0 < \sigma_b$), le front de fracture peut s'arrêter au niveau de la barrière ou peut se propager laissant la zone intacte (passage de la figure 1.11(a) à la figure 1.11(b)). Cette région laissée intacte peut par la suite être rompue du fait d'une augmentation de la contrainte dans le milieu. Les barrières peuvent ainsi produire des répliques successives, après propagation de la rupture principale sur la surface de faille.

Modèle d'aspérité Le modèle d'aspérité a été pour la première fois proposé par [Kanamori and Stewart, 1978] dans leur étude du séisme guatémaltèque de 1976. Ces derniers postulent que la complexité dans les processus de fracture (10 sous-événements sismiques

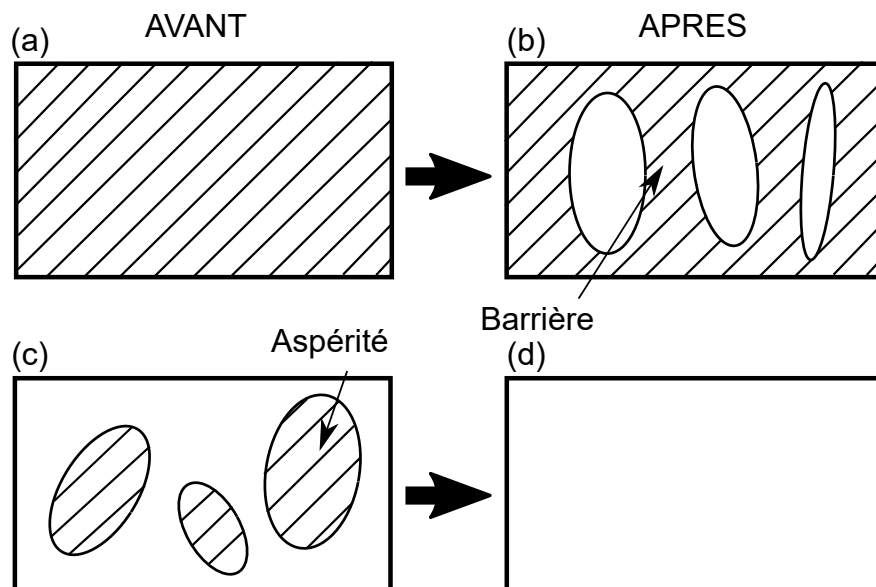


FIGURE 1.11 – Modèles de barrière (en haut) et d'aspérité (en bas) avant (gauche) et après (droite) propagation de la fracture. Les zones hachurées représentent les parties non fracturées de la surface de rupture et, les zones blanches, les régions rompues. (d'après [Aki, 1984])

séparés spatialement par des intervalles de 14 à 40km) est produite par la rupture successive de plusieurs zones de forte résistance, ou "aspérités". La présence de ces aspérités est associée à des mécanismes de glissements lents et de foreshocks précédant la rupture principale [Udías et al., 2014], concentrant ainsi la contrainte au niveau de zones entourées de régions non chargées. La propagation de la fracture principale entraîne ainsi la libération de la contrainte au niveau de ces aspérités homogénéisant les contraintes sur surface de rupture (passage de la figure 1.11(c) à la figure 1.11(d)).

1.3 Motivations et objectifs de cette thèse

Ces dernières décennies, un effort a été mené pour mettre en place des techniques d'analyse précises des mouvements ayant lieu à la surface du globe terrestre. Ainsi, des études mettant en jeu une instrumentation dense et répétée montrent la présence de glissements à petite échelle variant à la fois en temps et en espace [Lay and Kanamori, 1981, Dragert et al., 2001, Ammon et al., 2005]. Ces observations semblent être liées à la présence d'hétérogénéités (i. e. aspérités et barrières sismiques) sur la surface de rupture. Lors d'une rupture, il a été observé que des zones de faille pouvaient se déplacer de manière continue et asismique tandis que d'autres, potentiellement sismiques, restaient bloquées. L'énergie émise lors du mouvement généré sur la faille sera alors soumise à des variations en temps et en espace. De plus, les zones asismiques semblent jouer un rôle important dans la nucléation de grands événements sismiques [Kato et al., 2012, Radiguet et al., 2016, Socquet et al., 2017]. Leur étude et leur compréhension apparaissent donc intéressantes pour

le contrôle des signes précurseurs aux événements sismiques, et ainsi la maîtrise du risque sismique. Des études telles que celle menée par [Cornet et al., 1997] ont permis la caractérisation du partitionnement entre processus sismiques et asismiques générés au niveau d'un réservoir géothermique. Cependant, malgré leur forte densité d'instrumentation, les études de la rupture sur le terrain ne permettent pas d'établir un lien direct entre hétérogénéités présentes le long de l'interface de fracture et répartition de l'énergie entre phénomènes sismiques et asismiques. D'autre part, les modèles numériques mettant en jeu la propagation d'une fracture le long d'une interface reposent sur des hypothèses de simplification de la rhéologie de la surface de rupture [Gao and Rice, 1989]. En effet, la présence d'hétérogénéités le long de l'interface de rupture apparaît très lourde à modéliser et limite l'étude à des hétérogénéités grande échelle [Kaneko et al., 2010] ou à des propagations quasi-dynamiques du front de fracture [Hillers et al., 2007, Ariyoshi et al., 2012].

Lors de cette thèse, nous nous intéressons à l'étude expérimentale de la propagation d'un front de fracture le long d'une interface plane. Nous nous concentrons sur l'analyse du rôle des hétérogénéités introduites sur la surface de rupture dans le partitionnement de l'énergie et dans la transition entre processus sismiques et asismiques. Nous étudions ainsi, en particulier, le lien existant entre l'efficacité de radiation, décrite précédemment, et la présence d'aspérités dans le milieu de rupture. Cette étude se base sur l'utilisation d'un montage expérimental ayant déjà été largement utilisé pour l'analyse des propriétés morphologiques et dynamiques d'un front de fracture se propageant en mode I le long d'une interface hétérogène. Le travail de cette thèse repose sur la combinaison entre suivi optique de la fracture et enregistrement des émissions acoustiques générées par la propagation de la rupture pour une estimation précise de la répartition de l'énergie entre énergie sismique radiée et énergie de surface. Nous nous intéressons à la comparaison entre efficacité de radiation et vitesse de rupture et analysons comment la présence d'hétérogénéités dévie nos résultats expérimentaux de la relation décrite par l'équation (1.21) pour la propagation d'une fracture sur une surface homogène.

D'autre part, comme précisé plus tôt, les ruptures observées lors d'événements sismiques se produisant à la surface du globe terrestre, sont le plus souvent dues à des chargements en modes II et III (cisaillement). En effet, en contexte naturel, les mouvements conduisant à la rupture sont le plus souvent générés par des contraintes en compression à l'interface de fracture. Une partie de notre étude s'est alors tournée sur l'adaptation de notre modèle analogique pour une étude comparative d'un front de fracture évoluant en mode I ou en mode III.

Suivi d'une rupture en milieu hétérogène

2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans notre étude a été mis en place il y a plus d'une vingtaine d'années [Schmittbuhl and Måløy, 1997]. Il a été utilisé pour de nombreuses études de la rupture. Ce montage a notamment servi à la caractérisation de la géométrie du front de fracture [Schmittbuhl and Måløy, 1997, Måløy and Schmittbuhl, 2001, Santucci et al., 2010], de ses propriétés dynamiques [Måløy et al., 2006, Tallakstad et al., 2011], des événements optiques et acoustiques associés à l'avancée du front de fracture [Grob et al., 2009, Lengliné et al., 2012], de l'énergie de surface dissipée par la rupture [Lengliné et al., 2011b, Lengliné et al., 2011a], etc. Ce modèle analogique permet le suivi direct, par contraste optique, d'un front de fracture se propageant le long d'une interface hétérogène. Il assure l'accès simple, optiquement, à la géométrie du front de rupture lors de sa propagation. Nous exposons, dans cette partie, le processus de préparation des échantillons, le montage expérimental ainsi que les appareils de mesure utilisés pour le suivi de la fracture lors de nos expériences.

2.1.1 Préparation des échantillons

Les échantillons utilisés dans ma thèse se composent de deux plaques de polyméthacrylate de méthyle, ou PMMA, aussi plus connu sous le nom commercial de Plexiglas[®], de dimensions 21x10.8x0.9cm et 23.1x2.5x0.5cm. Le polyméthacrylate de méthyle possède plusieurs avantages [Lengliné et al., 2011a] :

- Le PMMA est un solide possédant un module d'Young faible ($E \sim 3GPa$) permettant un contrôle fin de sa déformation. C'est un matériau au comportement visco-élastique : il apparaît fragile à petites échelles de temps mais semi-fragile voire ductile à plus grandes échelles [Lengliné et al., 2011a]. La rhéologie du PMMA permet donc l'observation d'un régime de rupture macroscopique mixte analogue aux mécanismes de déformation rencontrés dans la croûte terrestre tels que ceux

observés lors des transitions entre régimes fragile et ductile.

- Ce matériau est thermo-formable. Il devient malléable au delà de 110°C , nous permettant une manipulation facile de sa forme. En deçà de cette température, le PMMA reprend ses caractéristiques de matériau rigide et fragile.
- Le PMMA possède une grande transparence à la lumière visible permettant une imagerie optique facile.

Afin d'introduire des hétérogénéités sur la surface de rupture, une des faces de la plaque la plus fine et étroite est dépolie par sablage. Ce sablage s'effectue à l'aide de billes de verre d'un diamètre $\phi \in [180-300]\mu\text{m}$ [Måløy et al., 2006, Lengliné et al., 2011b]. La plaque est ensuite nettoyée afin de se débarrasser des éventuelles particules statiquement restées attachées à la surface sablée. Les deux plaques sont ensuite assemblées dans une cellule métallique rigide de sorte que la surface hétérogène de la plaque fine et étroite fasse face à la plus grande plaque. Une force normale est appliquée à cet assemblage à l'aide de 12 vis et d'une plaque de métal en contact avec la plus grande plaque (Figure 2.1). Le moment appliqué par chacune des vis est fixé égal à 10N.m .

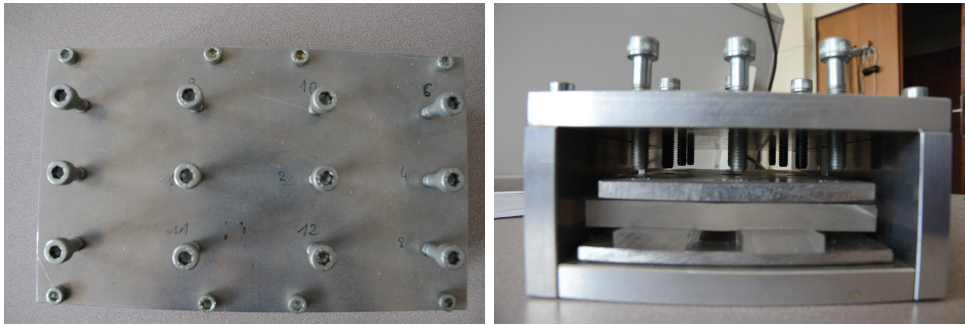


FIGURE 2.1 – Gauche : Vue de haut et, droite : vue de côté du montage permettant l'assemblage des deux plaques de PMMA. On observe à droite, de bas en haut dans la cellule : plaque de métal, deux lames de PMMA, la plaque plus grande de PMMA, plaque de métal et pas de vis en contact avec la dernière plaque de métal.

Cet assemblage est placé au four afin de thermo-coller les plaques de PMMA entre elles. 45 minutes à 190°C sont nécessaires pour permettre l'assemblage des plaques sans compromettre leur intégrité structurelle [Lengliné et al., 2011b]. Une fois ce temps écoulé, le four est stoppé et la porte entrouverte permettant un refroidissement progressif de l'échantillon. Une fois refroidi, l'échantillon est donc formé d'une grande plaque de PMMA sur laquelle sont fixées deux plaques plus étroites, espacées d'environ 5 centimètres. Une interface de résistance plus faible que le milieu d'origine (le facteur d'intensité critique, ou résistance à la rupture, est estimée environ égale à $40\text{ kPa.m}^{1/2}$, plus de 55 fois plus faible que dans le volume du PMMA [Grob et al., 2009]) est ainsi créée forçant la propagation de la fracture le long d'un plan unique.

2.1.2 Montage expérimental

L'échantillon obtenu est placé au sein d'une structure métallique. La plus grande plaque est fixée à l'aide d'un rail adapté à son épaisseur et de quatre vis situées aux coins

de la plaque. L'échantillon est disposé de telle sorte que les plaques étroites de PMMA se trouvent au dessous de la grande plaque (Figure 2.2). Le chargement F s'effectue alors à l'extrémité de la petite plaque considérée grâce à une table à déplacement verticale ou horizontale, pour appliquer un déplacement respectivement dans la direction z ou dans la direction x (Fig. 2.2) selon le mode de chargement voulu lors de l'expérience. Le front de fracture se propage alors le long de l'interface entre les deux plaques suivant l'axe y .

Deux tables à déplacement motorisées sont utilisées dans le but d'appliquer un chargement mécanique à la plaque la plus fine de l'échantillon. D'une part, un cylindre impose un déplacement à vitesse imposée selon l'axe z (Fig.2.2) au bord de la plaque provoquant une propagation du front de rupture en mode I. Le cylindre possède un coefficient de friction faible limitant les contributions d'un chargement en mode II dans cette configuration. Du fait de la géométrie du montage expérimental, il existe toujours une composante de chargement en mode II. Celle-ci reste cependant faible en comparaison du chargement en mode I [Lengliné et al., 2011a]. D'autre part, une autre table à déplacement est utilisée pour engendrer un chargement selon l'axe x entraînant la propagation d'une rupture en mode III. La table à déplacement est connectée à un cylindre en acier au bout duquel est fixé une bille de métal. La bille est en contact avec le côté de l'extrémité de la petite plaque de PMMA.

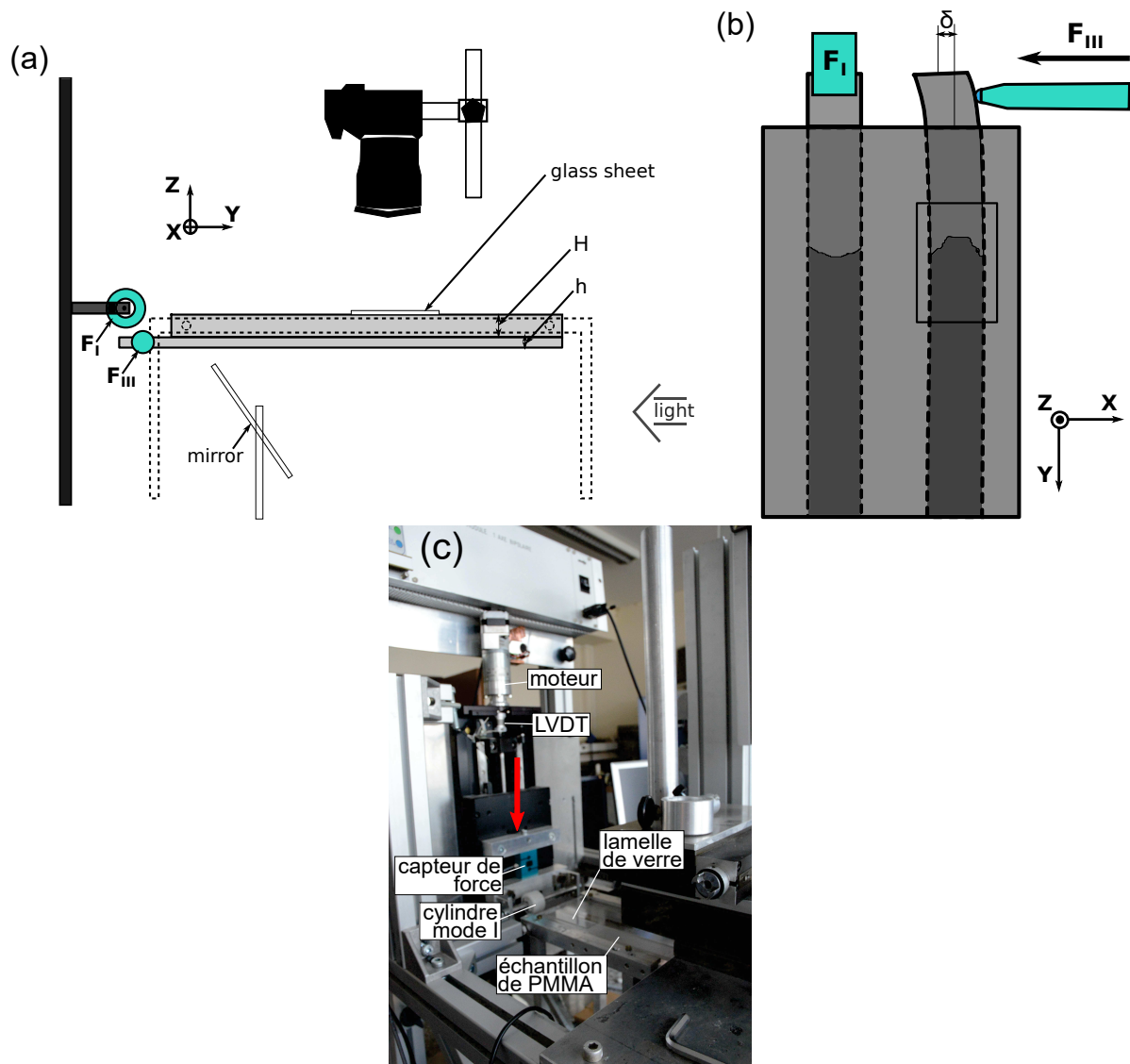


FIGURE 2.2 – Montage expérimental : (a) vue de côté et (b) vue du haut. F correspond à la force de chargement appliquée à la plaque fine et δ au déplacement imposé par le chargement. H désigne la hauteur de la plaque la plus large, h , la hauteur de la plaque fine, B la largeur de la plaque fine et \bar{a} , la position moyenne du front de fracture par rapport au bord de la plaque fine. (c) Photo du montage.

2.1.3 Appareils de mesure

Afin de contrôler la propagation du front de fracture divers appareils sont utilisés.

a) Capteur de force

Un capteur de force STC 1205 (traction/compression) est placé au niveau de la table à déplacement appliquant le chargement. Une carte d'acquisition PCI-6281 reliée à la sortie

du capteur permet l'acquisition et l'enregistrement des résultats sur ordinateur. Le signal enregistré par le capteur de force est ensuite converti en Newton à l'aide de la régression :

$$S(t) = \frac{10}{3} \cdot (s(t) - 5) \quad (2.1)$$

avec $s(t)$ le signal, en fonction du temps t , en Volt, enregistré à la sortie du capteur et $S(t)$ le signal en Newton (Figure 2.3). Le suivi de la valeur de s est réalisé en temps réel (boîtier Sarel), nous permettant d'observer les variations de contraintes appliquées à la plaque de PMMA.

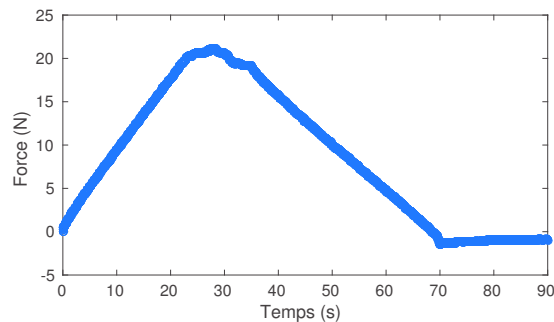


FIGURE 2.3 – Représentation graphique de la force F , appliquée à la petite plaque de PMMA, en fonction du temps au cours d'une expérience avec chargement constant en mode I et déchargement.

b) Mesure du déplacement de chargement

Le déplacement associé au chargement, δ , est mesuré à l'aide d'un capteur électrique passif de déplacement linéaire (Linear Variable Differential Transformer ou LVDT). Une relation simple : $\delta(t) = d(t) \cdot 15.9 \cdot 10^{-3}$ permet de retranscrire la mesure $d(t)$ du déplacement en fonction du temps t en mesure en mètres $\delta(t)$ (Figure 2.4).

c) Instrumentation optique

Divers appareils sont utilisés pour le suivi optique de la propagation de la fracture.

- Un appareil photo Nikon 800 est utilisé pour le suivi dynamique du front de rupture. Les images acquises par cet appareil photo présentent des dimensions variant de 1920x1080pixels (pxl), pour des pas d'échantillonnage d'environ 30 images par seconde, à 3200x4800pxl, pour des pas d'échantillonnage maximum de 5 images par seconde. La résolution de ces images peut ainsi descendre jusqu'à $5.2\mu\text{m}/\text{pxl}$.
- Un microscope de la marque Zeiss[®] peut être associé à l'appareil photo Nikon D800 afin d'obtenir une meilleure résolution des images. Appareil photo et microscope sont fixés à un axe de translation permettant une prise de vue du front de fracture sur jusqu'à 20 images adjacentes (avec recouvrement) de dimensions 3200x4800pxl, nous permettant ainsi d'atteindre une résolution de $0.8\mu\text{m}/\text{pxl}$.

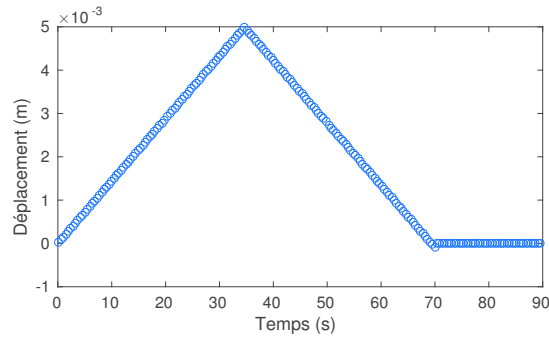


FIGURE 2.4 – Représentation du déplacement $\delta(t)$ en fonction du temps pour la même expérience que celle prise pour la représentation de la figure 2.3. Nous observons une première phase de déplacement positif (chargement vers le bas) de l’axe de chargement suivie d’une phase de déplacement négatif (déchargement vers le haut).

- Enfin, dans le but d’obtenir une résolution en temps plus importante, nous utilisons une caméra rapide pouvant acquérir jusqu’à 100000 images par seconde. Lors de nos expériences, le pas d’échantillonnage est fixé au maximum à 500 images par seconde. L’augmentation de résolution en temps engendre cependant une perte de résolution en espace. Les images enregistrées par cette caméra rapide atteignent, en effet, des dimensions maximales de 600x800pxl et une résolution égale à $31\mu\text{m}/\text{pxl}$.

Pour de meilleures prises de vue de l’évolution de la fracture, une lame mince en verre dépoli est placée le long de l’interface. Une goutte de glycérol assure le contact entre PMMA et lame de verre. Ceci permet l’obtention d’une surface plane, sans les défauts ayant pu être introduits sur l’échantillon lors de sa fabrication.

Les appareils d’acquisition sont fixés au dessus de l’échantillon sur une table à déplacements rendant possible les déplacements le long du front de fracture (direction x) et le long de la surface de propagation de la rupture (direction y). La position du front de fracture est déterminée comme étant la ligne de séparation entre la zone rompue et la zone intacte de l’échantillon. Cette transition est observée sur les images du suivi optique par un changement de luminosité de l’échantillon. En effet, la partie brisée de l’échantillon apparaît plus claire et lumineuse que la partie restée soudée, du fait d’une réflexion de la lumière plus importante (Figure 2.5). Afin d’observer le meilleur contraste entre partie fracturée et partie intacte de l’échantillon, un dispositif de projecteur de lumière blanche et de miroirs est mis en place en dessous de l’échantillon (Fig. 2.2).

d) Acquisition acoustique

Durant ma thèse, l’acquisition acoustique est réalisée avec jusqu’à cinq capteurs. Nous utilisons trois accéléromètres une composante (*DeltaTron*[®], *Brüel & Kjær*), pouvant être accompagnés d’un capteur piézoélectrique PICO de Physical Acoustics Corporation, enregistrant la composante verticale du champ d’accélération. Un accéléromètre trois composantes (*Triaxial DeltaTron*[®], *Brüel & Kjær*) complète le jeu de capteurs contrôlant les émissions acoustiques dues à la rupture. Cet accéléromètre permet un enregistrement des composantes horizontales (XY) et de la composante verticale (Z) du champ d’accélération

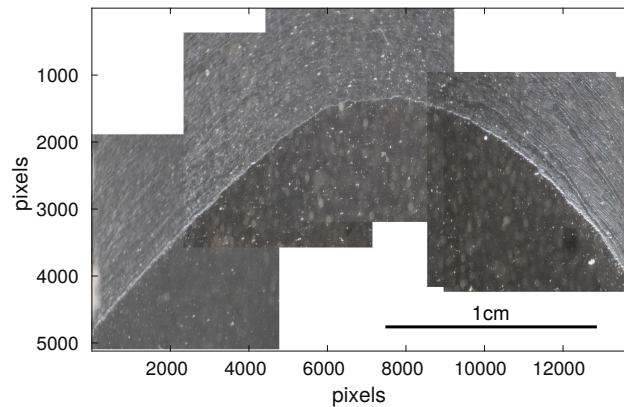


FIGURE 2.5 – Image brute du front de fracture observée à l’aide de l’association microscope et appareil photo Nikon D800 pour une propagation de la rupture sous un chargement en mode III. Cette image correspond à l’association de 5 photos du front se juxtaposant. La partie la plus lumineuse (en haut de l’image) correspond à la partie brisée de l’échantillon tandis que la plus sombre (en bas) correspond à la partie intacte.

dû à la propagation de la fracture. Les trois accéléromètres une composante sont placés de part et d’autre de la surface de fracture. L’accéléromètre trois composantes est quant-à lui positionné directement au dessus de l’interface de rupture (Fig. 2.7). Le couplage entre accéléromètres et plaque de PMMA est assuré par un couplage solide de phényl-salicylate. Les signaux des six composantes des différents accéléromètres sont enregistrés à l’aide de deux cartes d’acquisition PCI-6133 (*National Instruments*). Trois canaux sont liés à chaque appareil d’acquisition. La composante verticale de l’accéléromètre trois composantes est aussi enregistrée par une autre carte d’acquisition PCI-4744 offrant une bande dynamique plus large de 24 bits par rapport aux 14 bits des cartes PCI-6133. Cette carte limite cependant le pas d’échantillonnage à 100kHz. Le signal enregistré par chacune des cartes reste très similaire par ré-échantillonnage à la même fréquence, suggérant ainsi qu’aucune distorsion n’est introduite par le système d’enregistrement et que la résolution de la carte PCI-6133 est suffisante pour une bonne analyse des formes d’onde enregistrées (Figure 2.6). Pour la plupart des expériences, le pas d’échantillonnage est fixé à 500kHz pour la carte PCI-6133. Ce pas est modifié pour certaines expériences afin de détecter une possible influence du pas d’échantillonnage sur nos résultats.

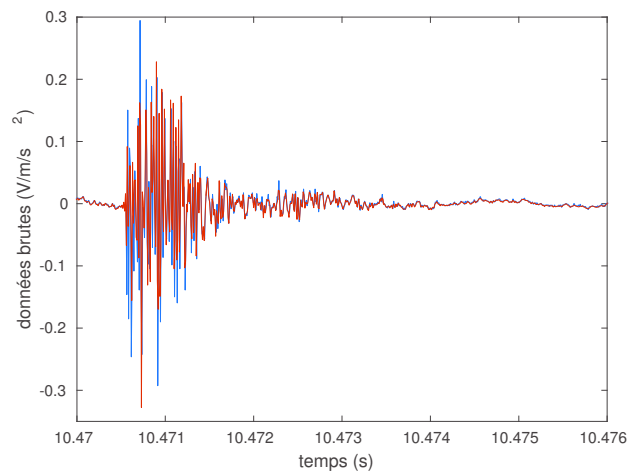


FIGURE 2.6 – Signaux bruts obtenus à l'aide des cartes d'acquisition PCI-4744 (en rouge) et PCI-6133 après ré-échantillonnage à la même fréquence de 100kHz (en bleu).

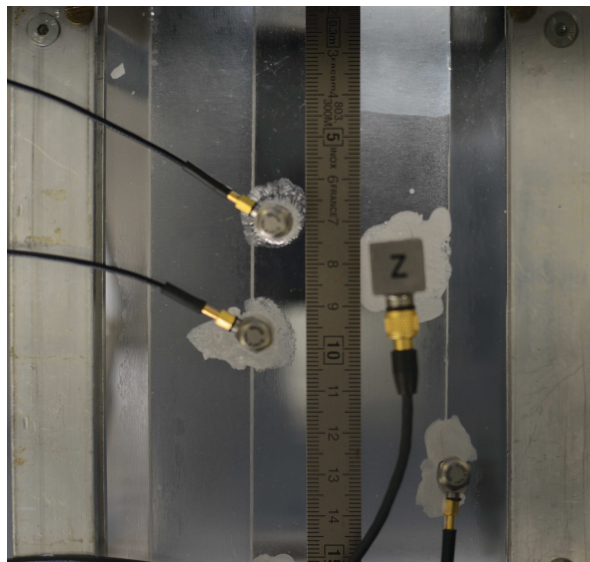


FIGURE 2.7 – Vue du dessus du montage expérimental. Le front de fracture arrive par le haut et est situé à environ 4.5cm. Trois accéléromètres une composante sont placés de part et d'autre de l'interface de fracture (à 7cm, 9.5cm et 13cm). L'accéléromètre trois composantes (désigné par "Z") est disposé sur l'interface de rupture (à environ 8cm). Les taches blanches autour des capteurs correspondent au couplant solide de phényl-salicylate utilisé pour le couplage entre accéléromètres et plaque de PMMA.

2.2 Études préliminaires

2.2.1 Calibration des appareils de mesure acoustique

Sur le terrain ou lors de nos expériences, un événement sismique produit des ondes enregistrées par des capteurs sismiques. Comme vu plus tôt, pour nos études de labora-

toire, nous utilisons des accéléromètres une et trois composantes. A l'échelle globale, les mouvements du sol engendrés par un séisme sont mesurés à l'aide de sismomètres, le plus souvent des vélocimètres, placés à divers endroits du monde. Cette instrumentation peut être utilisée à divers desseins :

- la détection d'événements ponctuels aillant lieu au niveau de zones de faille : zones de subduction telles qu'au Japon ou au Chili, failles normales, telles que dans la région de l'Aquila en Italie, ou failles inverses, notamment présentes dans les régions montagneuses ;
- le suivi et l'estimation de cycles sismiques pour une évaluation du risque sismique relatif à une région donnée ;
- le suivi de l'évolution de réservoirs en activité. Pour ces études, une instrumentation régionale dense et répétée est mise en place pour une estimation précise de la sismicité induite par l'exploitation des ressources sous-terraines. De tels réseaux sont ainsi particulièrement retrouvés sur des sites d'exploitation géothermiques, notamment au niveau de la centrale de Soultz-sous-Forêts, en Alsace [Cuenot et al., 2008].

Divers instruments de mesure existent pour l'étude des ondes émises par un événement sismique. Sur le terrain, il a longtemps été utilisé des sismomètres courte période et longue période [Havskov and Alguacil, 2016, Wielandt, 2002, Udías et al., 2014]. Ces instruments possèdent des gammes de sensibilité assez étroites, qui, comme leur nom l'indique, sont centrées, respectivement, à des périodes faibles (par exemple, 1 seconde) et plus élevées (par exemple, 15 secondes). Récemment, des appareils large bande ont substitué à ces anciens sismomètres. Ceux-ci présentent, en effet, une sensibilité à des fréquences pouvant aller de 0.001Hz à 10Hz (figure 2.8). Pour nos expériences, les signaux étudiés nécessitent une analyse à plus hautes fréquences. Les sismomètres (vélocimètres ou accéléromètres) utilisés sur le terrain, sont alors remplacés par des accéléromètres miniatures (ou miniature accelerometer types) plus adaptés pour l'enregistrement des signaux aux fréquences attendues. En effet, le passage de l'étude de ruptures en milieu naturel au travail sur des fractures menées en laboratoire implique une forte variation d'échelle spatiale, de contenu fréquentiel et de vitesses des ondes émises lors de la propagation de la fracture. Ceux-ci possèdent, d'après le constructeur, une gamme de sensibilité (i.e. bande fréquentielle pour laquelle la réponse du capteur est plate) allant de 0.033Hz à 150kHz, avec des fréquences de résonance situées autour 50kHz. Ils possèdent une gamme dynamique plus large malgré une sensibilité réduite.

Le but de la calibration des appareils de mesure sismique est de relier les données enregistrées par le récepteur acoustique aux mouvements du sol [Sauter and Dorman, 1986]. La calibration des appareils permet ainsi de convertir le signal électrique du capteur utilisé en grandeur physique (i.e. déplacement, vitesse ou accélération du sol en sismologie). Cette étape apparaît capitale pour la quantification et l'interprétation des données enregistrées par les capteurs. Pour notre étude, la calibration des accéléromètres utilisés pour l'analyse des mouvements engendrés par la propagation d'une fracture est essentielle d'une part, pour la quantification de l'énergie radiée lors de la rupture et, d'autre part, pour la comparaison entre énergie radiée et énergie de fracture estimée à partir d'un suivi optique de l'évolution de cette rupture.

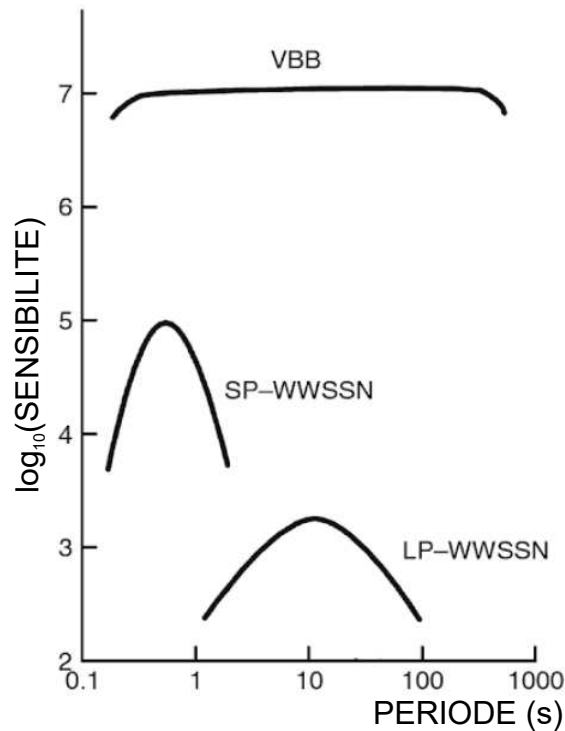


FIGURE 2.8 – Courbes de sensibilité des sismomètres courte période (short period, SP), longue période (long period, LP) et large bande (Very Broadband, VBB) du réseau WWSSN (World-Wide Standard Seismographic Network). (D’après [Udías et al., 2014])

Quel que soit le capteur considéré, la correspondance entre signal restitué par le capteur et le déplacement, la vitesse ou l’accélération du milieu dépend de l’amplification de l’instrument. L’interprétation des signaux nécessite donc une correction de la réponse instrumentale propre à chaque appareil de mesure et à la gamme de fréquence de la source du signal. En effet, la réponse instrumentale des appareils de mesure est fonction de la fréquence. Une absence de calibration des appareils de mesure peut entraîner des biais sur les contenus fréquentiels des signaux enregistrés par les capteurs. Une résonance ou une atténuation d’une certaine bande de fréquences peuvent-être directement liées à la réponse du capteur. Ce travail de calibration sur les appareils de mesures acoustiques est rarement entrepris lors de l’étude de la rupture des roches [Benson et al., 2008]. L’interprétation directe des signaux, sans correction de la réponse instrumentale des capteurs est donc à traiter avec vigilance [Scherbaum, 2013].

a) Matériel et méthode

Les accéléromètres utilisés lors de notre étude sont des accéléromètres simple composante verticale *DeltaTron*[®], *Brüel & Kjør*, ainsi qu’un accéléromètre trois composantes *XYZ*. Nous étudions aussi la réponse d’un autre type de récepteurs acoustiques : récepteurs *PICO Physical Acoustic*[®] sensible à de plus hautes gammes de fréquences (entre

200 et 750kHz avec une fréquence de résonance située autour de 500kHz) mais dont la réponse est très piquée. La calibration de nos appareils a été réalisée par la mesure de la réponse à un même signal d'excitation d'un laser CLV-2534 (Compact Laser Vibrometer produit par Polytec), dont la signature en vitesse est connue pour être plate, et d'un accéléromètre (figure 2.9). Afin d'étudier facilement les réponses des instruments à une large gamme de fréquences, un signal de type sweep, signal dont la fréquence augmente avec le temps, est envoyé vers le laser, l'accéléromètre ou le capteur PICO. Pour ce faire, deux sources sont utilisées. D'une part, l'utilisation d'un piézomètre émetteur permet l'étude de fréquences supérieures à 1kHz (figure 2.9, en haut à gauche). D'autre part, un vibreur mécanique nous permet d'accéder à un signal de fréquences plus faibles, comprises entre 2Hz et 18kHz (Figure 2.9, en haut à droite et en bas). Enfin, deux systèmes d'acquisition sont employés : une carte PCI-6133 14bits (*National Instruments*) permettant un échantillonnage pouvant aller jusqu'à 2.5MHz et une carte PCI-4744 (*National Instruments*) offrant une échelle dynamique plus large de 24bits mais sur laquelle la fréquence d'échantillonnage maximale sera égale à 102.4kHz. Les vibrations mécaniques, produites par le vibreur mécanique ou le piézomètre source, enregistrées par les accéléromètres et capteur PICO sont comparées aux enregistrements du même signal réalisés par le laser.

Calcul des fonctions de transfert Pour chaque appareil étudié, trois amplitudes de signal source (1V, 5V et 10V) ont été utilisées afin de garantir que le signal enregistré ne soit ni trop faible, ni saturé. Ainsi, pour les accéléromètres une et trois composantes, l'amplitude du signal source a été choisi égale à 1V et égale à 10V pour le laser et le capteur PICO. Lors de la comparaison des réponses des accéléromètres et du laser, l'amplitude des signaux acquis par le laser devra donc être divisée par un facteur 10.

Enfin, les unités physiques des appareils de mesure prodiguées par le constructeur sont différentes :

- Laser : mesure des vitesses à 0.010m/s/V.
- Accéléromètre une composante : mesure des accélérations à 0.0106V/m/s².
- Accéléromètre trois composante : mesure des accélérations sur l'axe X à 0.103V/m/s², sur l'axe Y à 0.01034V/m/s² et sur l'axe Z à 0.01017V/m/s².
- Capteur PICO : mesure de la pression en V/Pa.

Ainsi les signaux seront calibrés à l'aide de ces données fournies par le constructeur afin d'obtenir des données en m/s, m/s² et Pa respectivement pour le laser, les accéléromètres et les capteurs PICO.

Le calcul des fonctions de transfert $F(\omega)$ des accéléromètres une et trois composantes et des capteurs PICO, s'effectue donc par le calcul du rapport entre réponses, dans le domaine de Fourier, de ces récepteurs et réponse du laser, dérivée en temps et connue comme étant plate, au même signal source :

$$F(\omega) = \frac{\tilde{s}_i(\omega)}{\tilde{s}_{laser}(\omega) \cdot i\omega} \quad , \quad (2.2)$$

avec s_i et s_{laser} , les signaux corrigés de la réponse fournie par le constructeur et acquis respectivement par les accéléromètres ou le capteur PICO et par le laser, ω , la fréquence angulaire et \tilde{s} , la transformée de Fourier des signaux $\tilde{s}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\omega t} dt$.

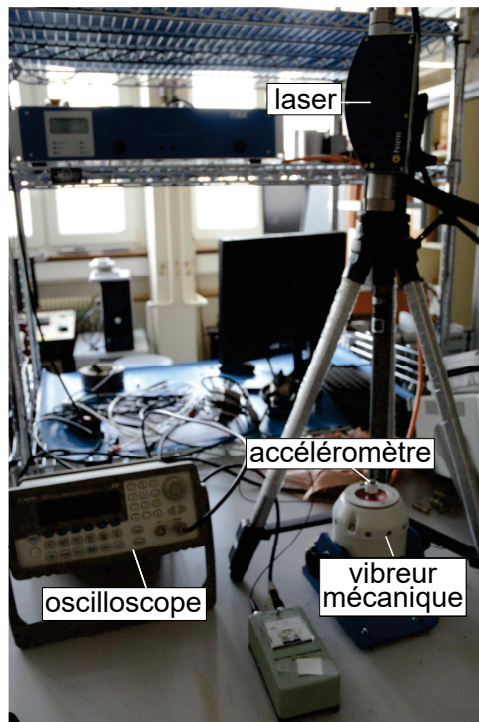
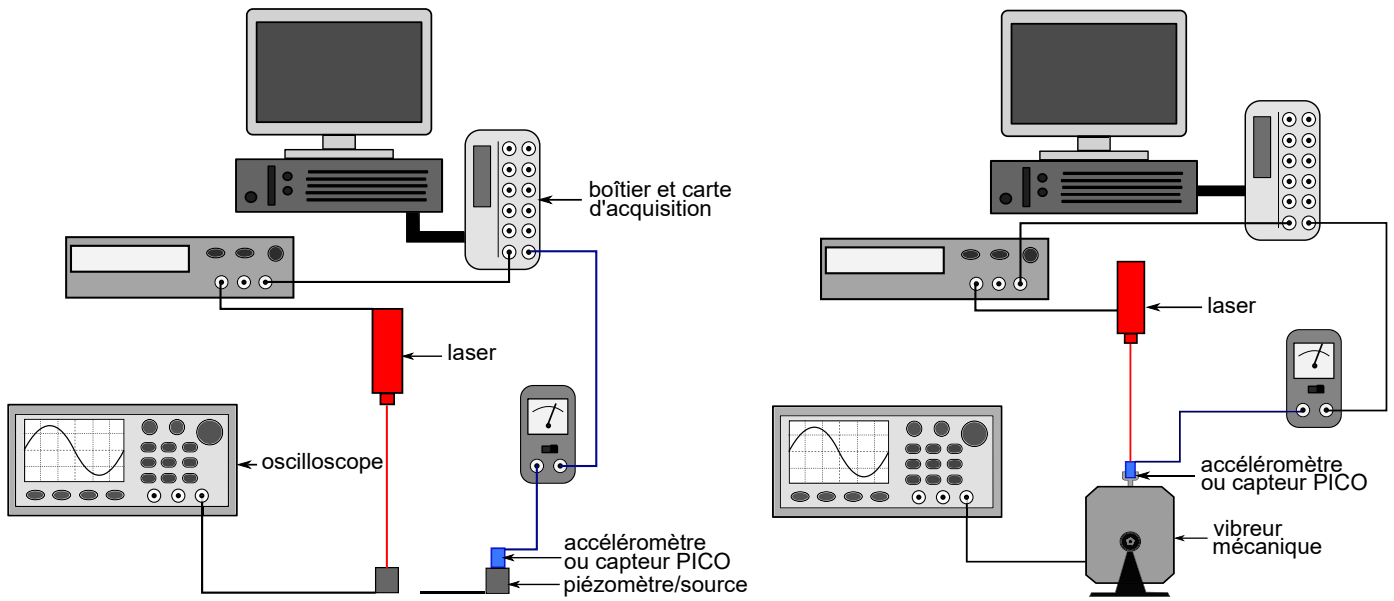


FIGURE 2.9 – En haut : Montage expérimental utilisant, à gauche, un piézomètre source et, à droite, un vibreur mécanique. La combinaison de ces deux montages nous permet une analyse d'une bande de fréquence allant de 2Hz à 1.25MHz. En bas : photo du montage expérimental mettant en jeu le vibreur.

b) Accéléromètres une composante

Nous présentons ici les résultats des fonctions de transfert obtenues pour les accéléromètres une et trois composantes et pour les capteurs PICO. L'analyse des signaux suivant toujours la même procédure, nous n'en donnerons le détail seulement pour les accéléromètres une composante.

Fonctions de transfert par bande d'intervalle d'étude Nous présentons dans cette partie les résultats sur les trois bandes de fréquence étudiées :

1. de 18kHz à 1.25MHz : nous traitons les données acquises avec la carte PCI-6133 permettant un pas d'échantillonnage allant jusqu'à 2.5MHz. Pour ces expériences, nous utilisons le piézomètre miniature micro80 de Physical Acoustics placé en mode émetteur. Le début de l'acquisition est synchronisé avec le début de l'émission d'un sweep de 2s, variant entre 1kHz et 1.25MHz (Figure 2.10).
2. de 1kHz à 50kHz : nous étudions ici les données acquises avec la carte PCI-4744 avec un pas d'échantillonnage de 102.4kHz. Le signal source est un sweep de 2.5s variant de 1kHz à 50kHz et est émis par un piézomètre. Début de l'acquisition et de l'émission sont encore une fois synchronisés et les enregistrement par le laser et l'accéléromètre se font de manière successive.
3. de 2Hz à 18kHz : l'acquisition des signaux se fait par la carte PCI-4744 à un pas d'échantillonnage de 102.4kHz. Le signal source est, cette fois-ci, émis par un vibreur mécanique et correspond à un sweep de 5s variant entre 2Hz et 18kHz. Pour ces expériences, l'accéléromètre est ancré sur le vibreur à l'aide d'un système à vis (Fig. 2.9) et le laser pointe directement le sommet du capteur. L'acquisition par le laser et l'accéléromètre se font donc simultanément.

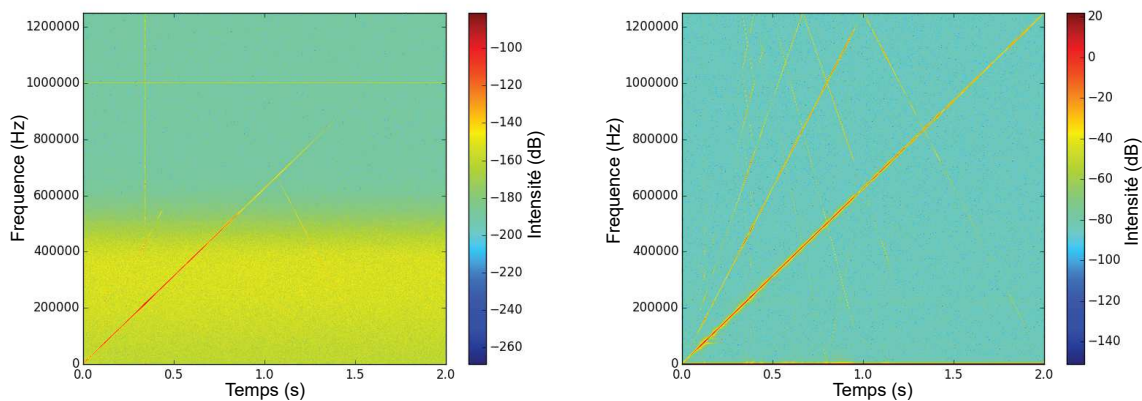


FIGURE 2.10 – Spectrogrammes obtenus pour le laser (gauche) et pour un accéléromètre une composante (droite). Pour cet exemple, le signal source émis par le piézomètre est un sweep de 2s, variant de 1kHz à 1.25MHz, émis par un piézomètre.

Pour chacun de ces intervalles de fréquences, nous étudions les spectres (modules et phases) en accélération des données acquises par laser et accéléromètre une composante

(Figure 2.11). Pour ce faire, le signal enregistré par le laser est converti en accélération (eq. 2.2) : $\tilde{s}_{laser}^{accélération} = \tilde{s}_{laser}^{vitesse} / i \cdot \omega$.

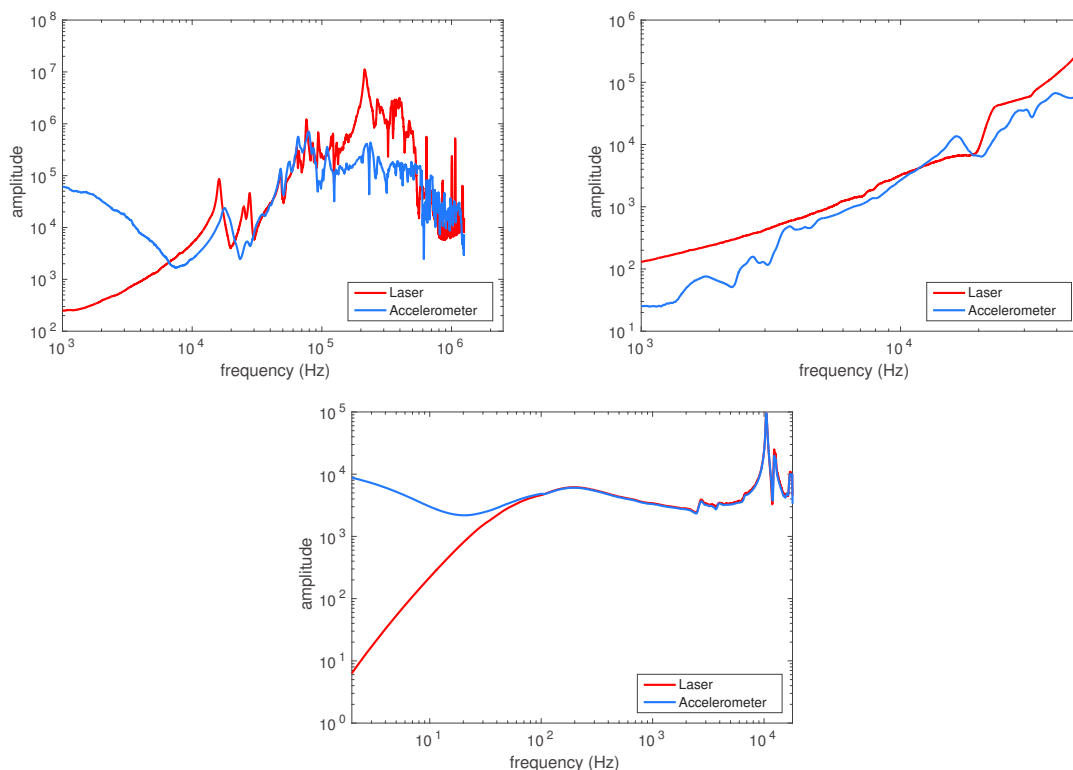


FIGURE 2.11 – De gauche à droite et de haut en bas : spectres en accélération obtenus par le laser (en rouge) et un accéléromètre une composante (en bleu) pour les bandes de fréquence [18kHz 1.25MHz], [1kHz 50MHz] et [2Hz 18kHz].

Résultat du calcul d'une fonction de transfert sur l'intervalle de fréquence [0 1.25MHz] Les fonctions de transfert sont ensuite calculées à l'aide de l'équation (2.2). Enfin, nous reconstruisons une fonction de transfert de 2Hz à 1.25MHz en moyennant les parties communes de chaque bande de fréquence étudiée (Figure 2.12).

Validation des calculs Afin de vérifier la validité de notre fonction de transfert, nous cherchons à reconstruire les signaux temporels acquis par le laser à partir des spectres en accélération obtenus par l'accéléromètre une composante. Pour ce faire, nous inversons l'équation 2.2 et calculons le rapport entre les spectres de l'accéléromètre et la fonction de transfert sur les intervalles [18kHz 1.25MHz], [1kHz 18kHz] et [2Hz 18kHz] :

$$\tilde{s}_{laser}^{rec}(\omega) = \frac{\tilde{s}_{acc}(\omega)}{F(\omega)} \quad (2.3)$$

avec $\tilde{s}_{laser}^{rec}(\omega)$, la transformée de Fourier du signal laser, en accélération, reconstruit à partir de la fonction de transfert TF , et $F(s_{acc}(t))$, la transformée de Fourier du signal acquis

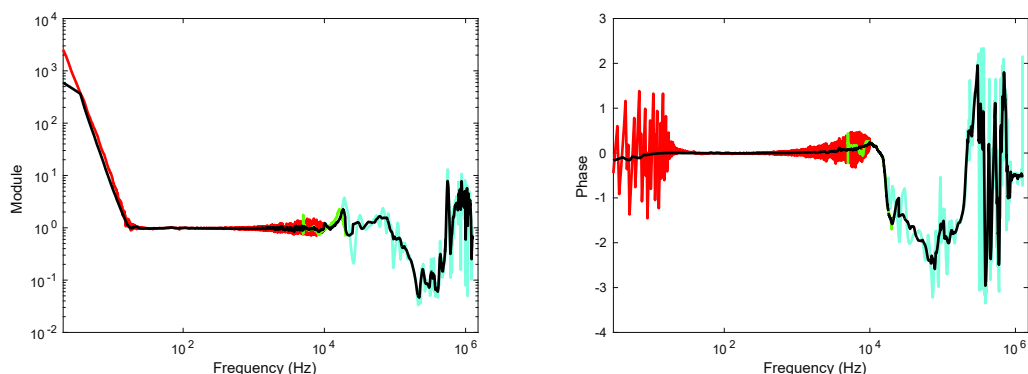


FIGURE 2.12 – Module (gauche) et phase (droite) des fonctions de transfert obtenues pour les intervalles de fréquence [18kHz 1.25MHz] (en bleu), [1kHz 50MHz] (en vert) et [2Hz 18kHz] (en rouge). Les courbes noires correspondent au module et à la phase de la fonction de transfert globale obtenue par lissage (moyenne glissante) pour l'intervalle [2Hz 1.25MHz].

par l'accéléromètre une composante. La comparaison entre signal laser acquis et signal reconstruit se poursuit dans le domaine temporel par l'application d'une transformée de Fourier inverse. Nous obtenons ainsi des signaux en accélération sur chaque intervalle d'étude et pouvons confirmer la validité de la fonction de transfert présentée dans la figure 2.12. La figure 2.13 présente le résultat de ce processus pour l'intervalle [18kHz 1.25MHz]. Le signal du laser reconstruit à partir de l'équation (2.3) apparaît très proche des données brutes enregistrées pour les différents montages utilisés.

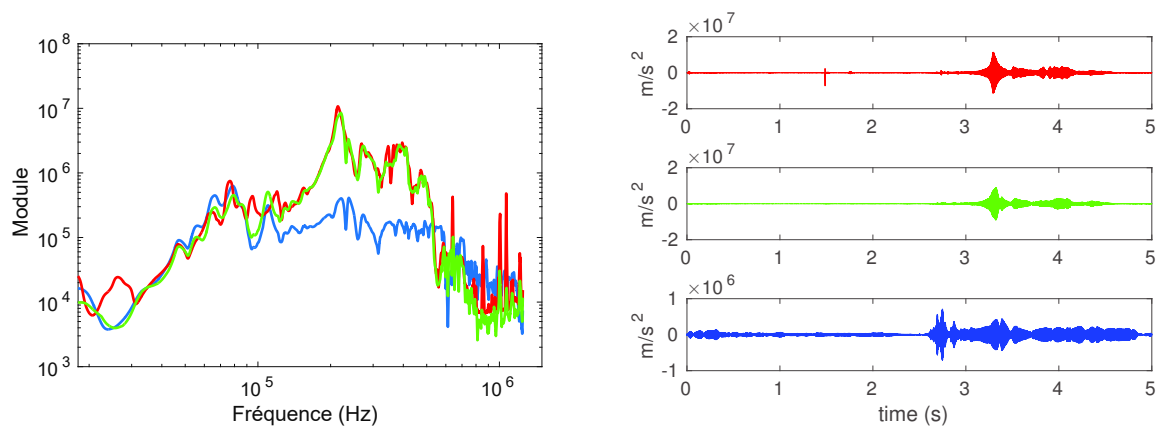


FIGURE 2.13 – A gauche : Spectres de Fourier en accélération sur l'intervalle de fréquences [18kHz 1.25MHz] des données acquises par le laser (rouge) et l'accéléromètre une composante (bleu) et du rapport de l'éq. (2.3) (vert). A droite : Données dans le domaine temporel du laser (rouge), de l'accéléromètre (bleu) et du signal reconstruit à partir de l'enregistrement de l'accéléromètre (eq. 2.3).

c) Accéléromètre trois composantes et capteurs PICO

Les mêmes analyses sont réalisées pour les deux autres types de capteurs utilisés lors de nos études. Nous obtenons ainsi des fonctions de transfert (éq. 2.2) pour les trois composantes X, Y et Z (Figure 2.14) de l'accéléromètre trois composantes et pour les capteurs PICO (Figure 2.15).

Accéléromètre trois composantes : résultats sur les composantes X, Y et Z

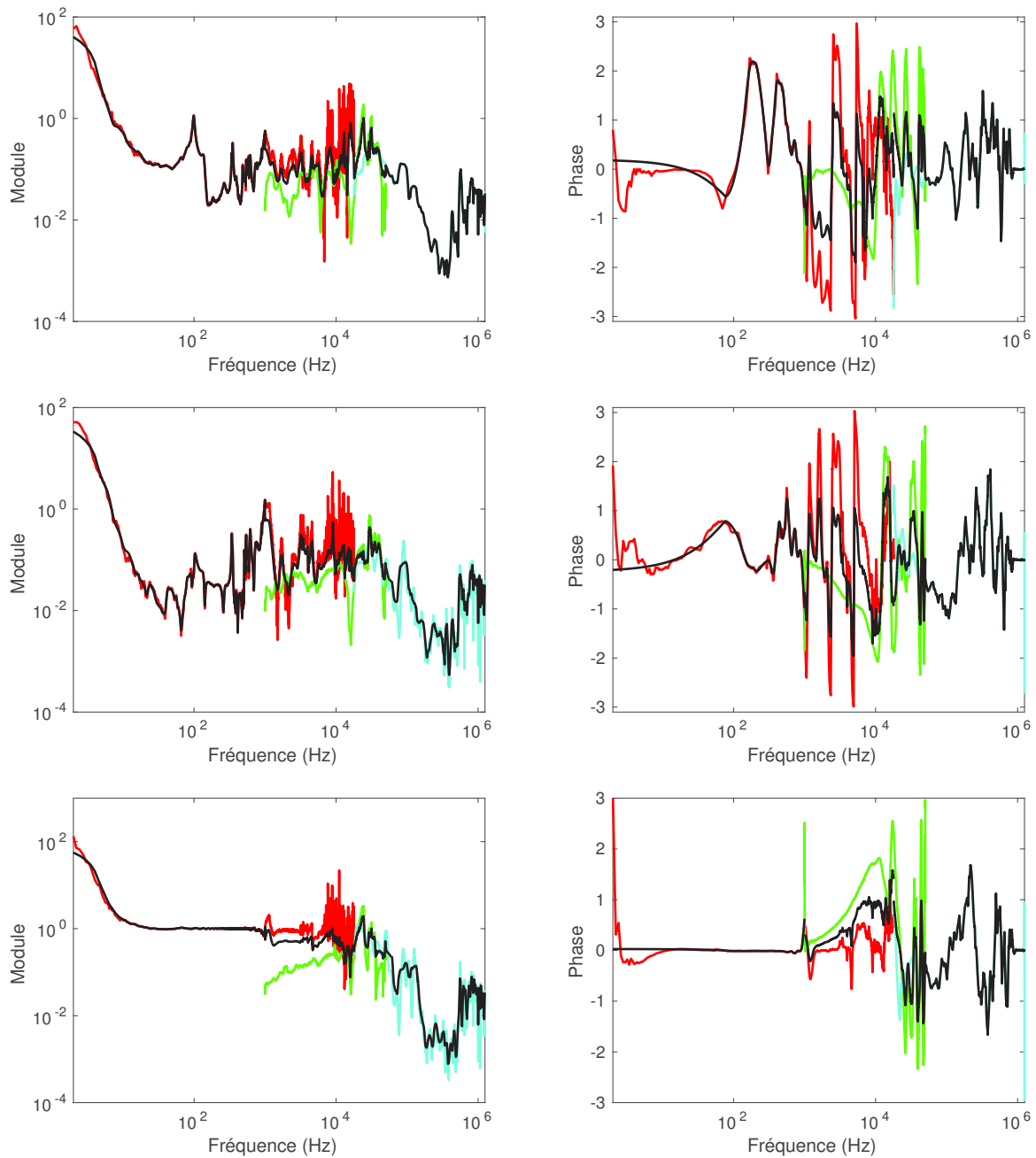


FIGURE 2.14 – Module (gauche) et phase (droite) des fonctions de transfert pour les composantes X, Y et Z (de haut en bas) de l'accéléromètre trois composantes. En rouge, vert et bleu sont respectivement représentées les fonctions obtenues pour les intervalles de fréquence [2Hz 18kHz], [1kHz 50kHz] et [18kHz 1.25MHz]. En noir sont représentées les fonctions de transfert, moyenne des courbes obtenues pour les divers intervalles de fréquence, lissées par moyenne glissante.

Capteur PICO

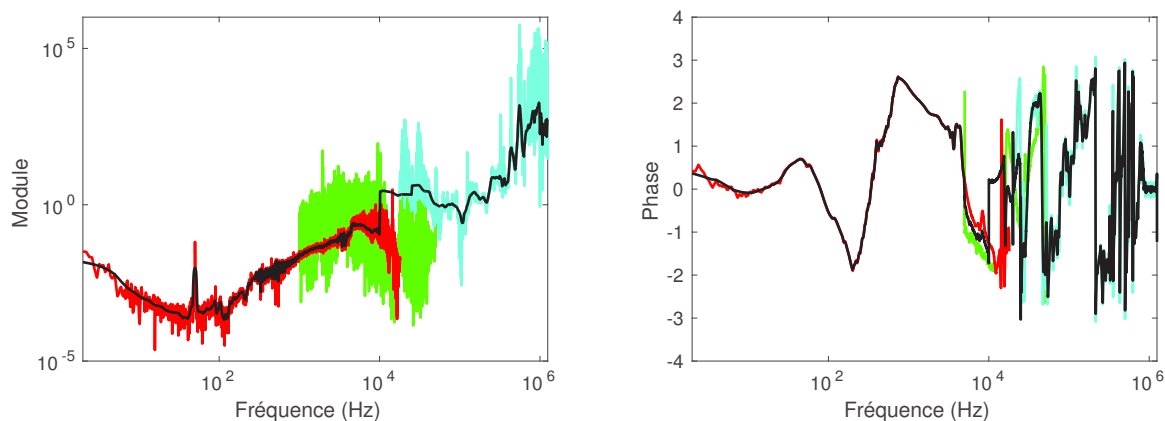


FIGURE 2.15 – Module (gauche) et phase (droite) de la fonction de transfert obtenue comme précédemment (moyenne et lissage) pour le capteur PICO (noir). En rouge, vert et bleu sont respectivement représentées les fonctions obtenues sur les intervalles [2Hz 18kHz], [1kHz 50kHz] et [18kHz 1.25MHz].

2.2.2 Atténuation des ondes ultra sonores dans le PMMA

a) Montage expérimental

Dans le but de déterminer l'atténuation anélastique dans une plaque de PMMA, une onde mécanique est envoyée par l'intermédiaire d'un piézomètre source contrôlé à partir d'un oscillomètre multifonction. Tandis que le piézomètre source est placé d'un côté de la plaque de PMMA, un accéléromètre une composante verticale (*DeltaTron*[®], *Brüel & Kjaer*) est fixé de l'autre côté, faisant face à la source (Figure 2.16). Le signal source correspond à un pulse sinusoïdal de 10V se propageant donc directement vers l'accéléromètre. Les temps d'enregistrement sont déclenchés avec l'émission du signal source. Le pas d'échantillonnage est fixé à 2.5MHz. 18 expériences sont conduites sur deux épaisseurs de plaque (9.8mm et 3cm) et avec 9 fréquences sources différentes : 10kHz, 20kHz, 30kHz, 40kHz, 50kHz, 100kHz, 250kHz, 500kHz et 1MHz. Pour chaque expérience, 100 enregistrements sont réalisés et stackés afin de débarrasser les signaux de tout bruit cohérent pouvant intervenir.

b) Estimation d'un facteur d'atténuation

Les faces du bloc de PMMA sont en contact direct avec l'air. Le contraste d'impédance entre les deux milieux est donc très élevé. Nous supposons alors, pour nos expériences, que la réflexion des ondes acoustiques sur la surface du PMMA est totale. Ainsi, la diminution de l'amplitude du signal enregistré par l'accéléromètre avec le temps permet le calcul du coefficient d'atténuation (Figure 2.17 (a)). Nous pouvons aussi déterminer la distance parcourue par l'onde acoustique émise en fonction du temps, considérant une vitesse des ondes P égale à 2700m/s. Nous calculons l'enveloppe du signal et en déduisons le rapport entre amplitude maximale, A_{max} , et amplitude à chaque réflexion i , A_i . Le facteur d'atténuation κ , exprimé en termes de dB/m, est obtenu par le calcul de la pente de la

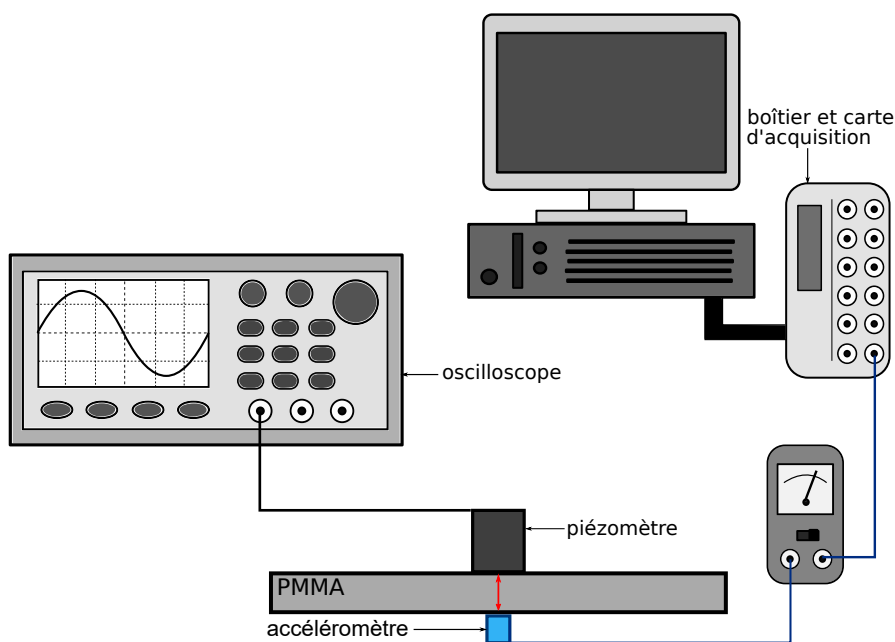


FIGURE 2.16 – Montage expérimental : la source (piézomètre) est placée directement face au récepteur (accéléromètre une composante). Le signal enregistré correspond à l'arrivée de l'onde directe et de ses réflexions sur la surface de la plaque de PMMA.

courbe $Y = f(x_i)$, avec $Y = 20 \cdot \log\left(\frac{A_i}{A_{max}}\right)$ (Figure 2.17 (b)).

c) Estimation d'une loi d'atténuation pour le PMMA

Nous représentons, dans la figure 2.18, les valeurs des facteurs d'atténuation en fonction de la fréquence source, f_{source} , pour les deux épaisseurs de plaques considérées. Nous obtenons ainsi une relation du type :

$$\kappa = a \cdot 10^{-4} \cdot f_{source} - b. \quad (2.4)$$

avec $a = 1.4 \cdot 10^{-4}$ s.dB/m et $b = 56$ dB/m.

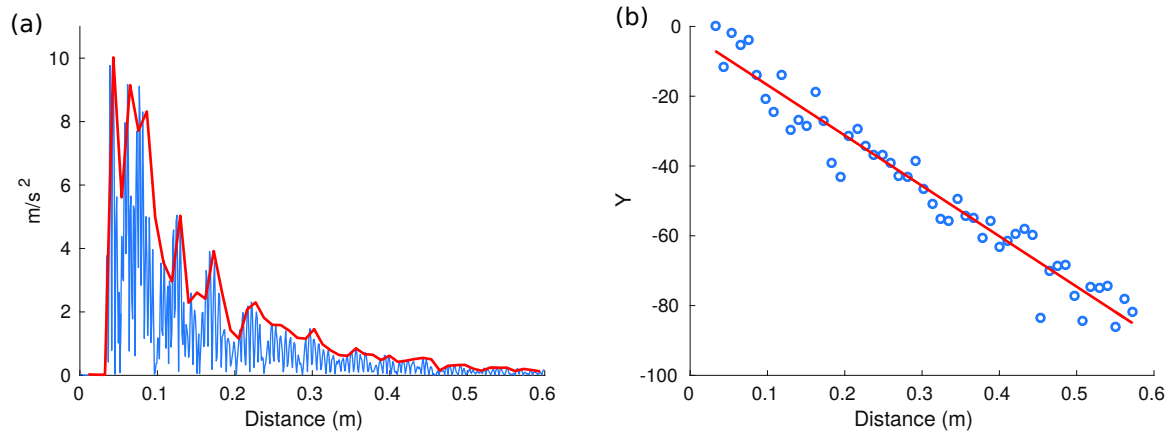


FIGURE 2.17 – (a) : Exemple d'un signal enregistré sur une plaque de 3cm d'épaisseur, pour une fréquence source de 1MHz. En bleu sont représentées les valeurs absolues du signal et en rouge, l'enveloppe de ce signal utilisée pour l'estimation du facteur d'atténuation. (b) : Exemple d'estimation du facteur d'atténuation κ pour un signal acquis pour une fréquence source de 1MHz.

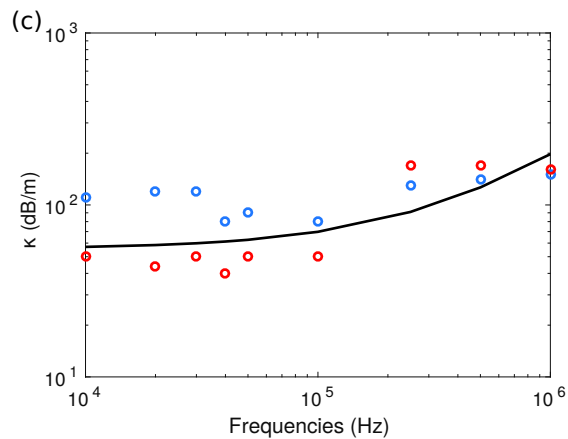


FIGURE 2.18 – Facteurs d'atténuation κ représentés en fonction de la fréquence source. En rouge : valeurs obtenues pour une épaisseur de PMMA de 3cm, en bleu : valeurs obtenues pour une épaisseur de 9.8mm, en noir : représentation de l'équation (2.4).

2.3 Traitement des données

2.3.1 Données optiques

a) Extraction de la position du front de fracture

Le relevé de la position du front de fracture est réalisé à l'aide d'un algorithme de traitement d'image. Celui-ci consiste en la binarisation des images prises du front de rupture de sorte que l'on puisse différencier les parties rompues des parties intactes de l'échantillon [Grob et al., 2009, Santucci et al., 2010]. Comme précisé plus tôt, cette différenciation est possible du fait de la différence de propagation de la lumière dans chacune des zones : la lumière est transmise de manière cohérente dans les aires intactes de l'échantillon alors qu'elle est diffractée dans les parties rompues. Deux méthodes sont utilisées pour l'extraction des fronts. D'une part, lorsque la position du front est enregistrée pendant que la rupture se propage, nous calculons la différence entre chaque image et la première image enregistrée durant l'expérience. Cette étape permet de se débarrasser des artéfacts permanents pouvant apparaître sur l'échantillon. Les images grises sont ensuite converties en noir et blanc grâce à l'utilisation d'un seuil de niveau de gris. La transition entre blanc et noir est alors calculée pour chaque image le long de l'axe x . Nous extrayons finalement la position des pixels, connectés de manière continue, sur les images en noir et blanc. La position de ces pixels nous donne alors accès aux coordonnées du front, $a(x)$. D'autre part, les images de la rupture de plus haute résolution, enregistrées à l'aide du microscope et correspondant à l'assemblage de différentes photos, nécessite une autre approche. La différence entre images dans cette configuration n'est, en effet, pas possible. Le traitement des images reste alors le même mais n'inclut pas la première étape impliquant la soustraction d'une image de référence.

Les résultats de ce traitement permettent donc d'obtenir, pour les images prises lors de l'avancée de la rupture la position du front en fonction du temps t , $a(x, t)$, et, pour les images prises après propagation de la fracture, la position du front $a(x)$. Les figures 2.19 (a) et (b) représentent les résultats de cette étape pour des ruptures respectivement réalisées en mode III et en mode I. La figure 2.20 représente la position moyenne du front \bar{a} en fonction du temps.

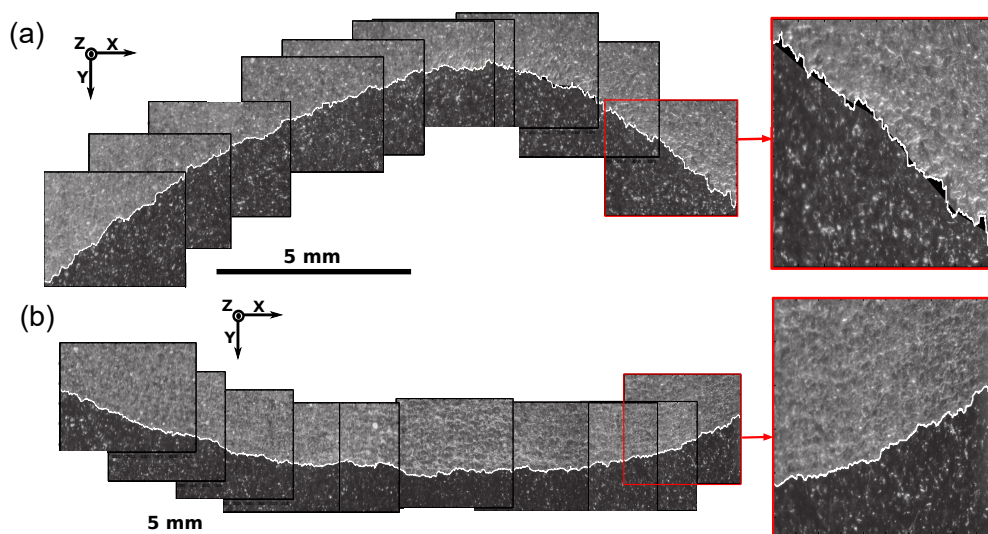


FIGURE 2.19 – (a) propagation du front en mode III et (b) en mode I. La partie claire des images correspond les zones rompues de l'échantillon, tandis que la partie sombre représente les zones intactes. La ligne blanche correspond à la position du front de fracture, $a(x)$.

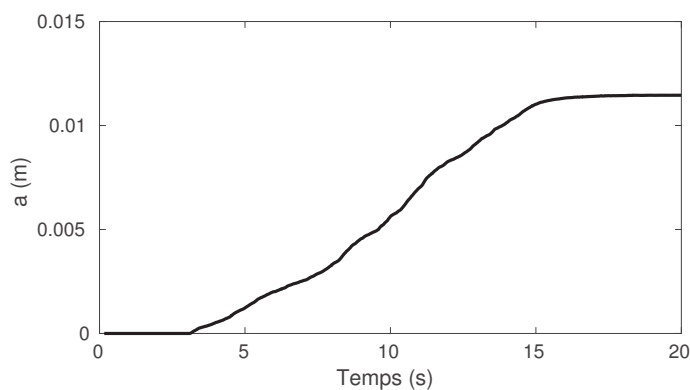


FIGURE 2.20 – Représentation de la position moyenne du front $\bar{a}(t)$ pour la même expérience que celle utilisée pour la représentation des forces et déplacements des Figures 2.3 et 2.4.

b) Analyse de la géométrie du front de fracture

L'utilisation de notre dispositif expérimental aura déjà permis la caractérisation des propriétés morphologiques et dynamique du front de fracture. Dans le but de quantifier les fluctuations de la position de la fracture à petite échelle, nous estimons le coefficient de rugosité, ζ , de la ligne de front. Différentes méthodes sont utilisées pour l'estimation de ζ . La première repose sur l'analyse spectrale de la position du front, corrigée de la tendance grande échelle. Nous obtenons une relation entre spectre de Fourier du front $P(k)$ (avec k , la longueur d'onde) et coefficient de rugosité suivant la loi de puissance

$P(k) \propto k^{-1-2\zeta}$. La deuxième méthode se base sur une analyse en ondelettes des fronts de fracture. Pour cette méthode, nous observons qu'une loi de puissance relie coefficients d'ondelette moyennés, $W[h](b)$, à ζ : $W[h](b) \propto b^{1/2+\zeta}$. Enfin, l'analyse de la fluctuation de la hauteur du front de fracture, $\Delta y(\delta) = y(x + \delta) - y(x)$, avec $y(x)$ la position du front le long de l'axe y à la position x permet la détermination de l'exposant de rugosité. En effet, nous observons une loi de puissance liant la valeur moyenne quadratique (rms, root mean square en anglais) $\sigma(\delta) = \langle \Delta y^2(\delta) \rangle^{1/2}$ et δ : $\sigma(\delta) \propto \delta^\zeta$. A petite échelle ce coefficient est trouvé égal à 0.6 alors qu'à plus grande échelle il a été démontré égal à 0.35 [Santucci et al., 2010] (Figure 2.21).

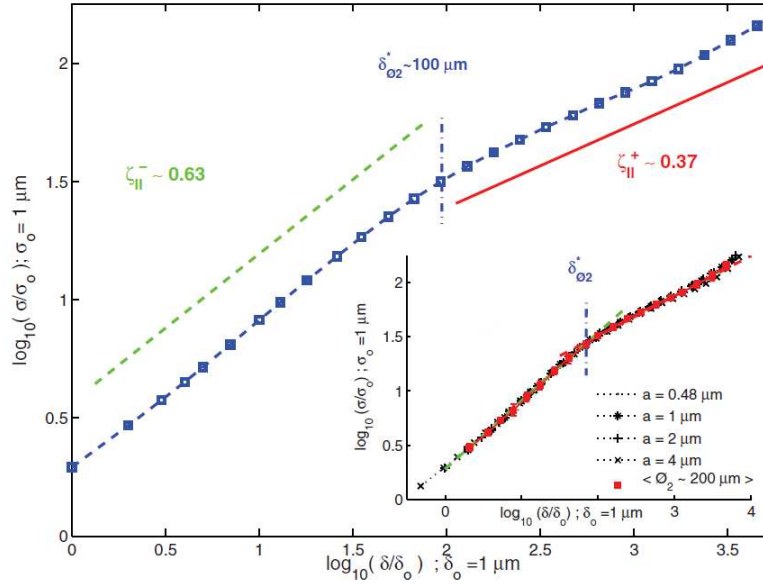


FIGURE 2.21 – Représentation de la rms σ de la hauteur de fluctuation du front de fracture $\Delta y(\delta)$ avec deux exposants de rugosité $\zeta_- \sim 0.63$ et $\zeta_+ \sim 0.37$ avec un changement de pente à la valeur typique de $\delta^* \sim 100\mu\text{m}$. (D'après [Santucci et al., 2010])

c) Analyse de la dynamique du front de fracture

D'autre part, le suivi temporel précis d'un front de rupture se propageant dans les mêmes conditions aura permis de préciser une grande variété de ses propriétés dynamiques. Ces travaux ont pu montrer une universalité de la valeur du coefficient dynamique, κ . Celui-ci est défini à l'aide de la formule $\sigma \propto \bar{a}^\zeta / \kappa$ avec σ la RMS de la position du front par rapport au front initial, \bar{a} , la position moyenne du front de fracture et apparaît très robuste, présentant une valeur de 1.2 à petite échelle [Schmittbuhl et al., 2001]. La distribution de vitesses locales, v , est aussi démontrée être uniforme, quel que soit le désordre introduit sur la surface de rupture et suit une loi de puissance telle que $P(v/\langle v \rangle) \propto (v/\langle v \rangle)^{-\eta}$ avec $\langle v \rangle$, la moyenne des vitesses locales et $\eta = 2.55$ [Måløy et al., 2006] (Figure 2.22). De même, la distribution de taille des événements optiques, S , répond aussi à une loi de puissance telle que $P(S/\langle S \rangle) \propto (S/\langle S \rangle)^\gamma$ avec $\langle S \rangle$, la moyenne des tailles

des événements et $\gamma = 1.7$ [Grob et al., 2009] (Figure 2.23). Ces événements optiques, aussi appelés avalanches, sont définis comme les zones pour lesquelles la vitesse du front vérifie $v > C\langle v \rangle$ avec C , une valeur seuil de l'ordre de quelques unités. La cohabitation entre propagation de la fracture générant des émissions acoustiques et une déformation en fluage asismique a enfin pu être observée par l'utilisation d'une instrumentation optique précise couplée à des capteurs acoustiques [Lengliné et al., 2012]. Enfin, l'évaluation du taux critique d'énergie relâchée lors de la fracture, G_c , permettant à celle-ci de se propager a été estimé à des valeurs moyennes variant entre 100 et 150J/m².

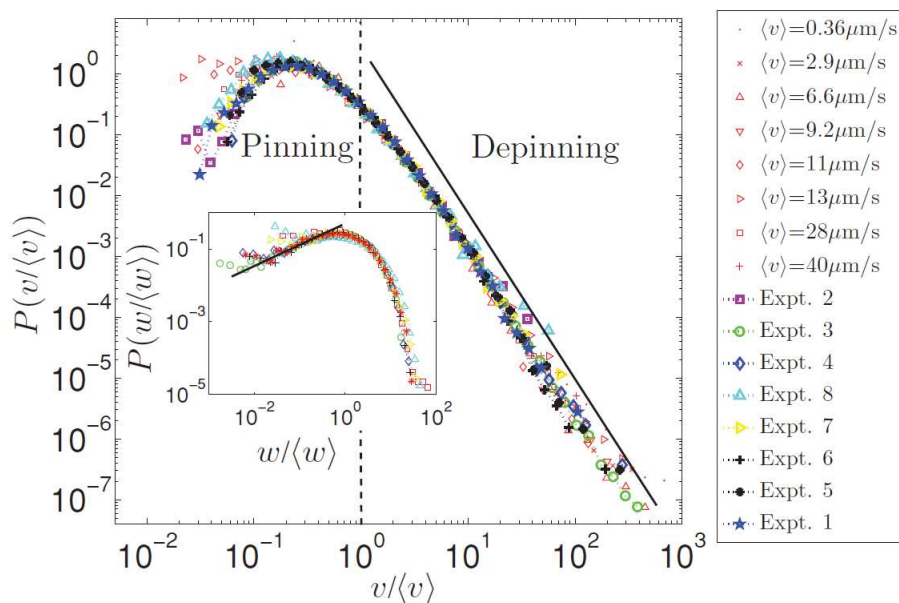


FIGURE 2.22 – Distribution des vitesses locales de fracture, v , normalisées par la moyenne $\langle v \rangle$. La droite noire représente la loi de puissance $P(v/\langle v \rangle) \propto (v/\langle v \rangle)^{-\eta}$ avec $\eta = 2.55$ pour $v/\langle v \rangle > 1$. (D'après [Tallakstad et al., 2011])

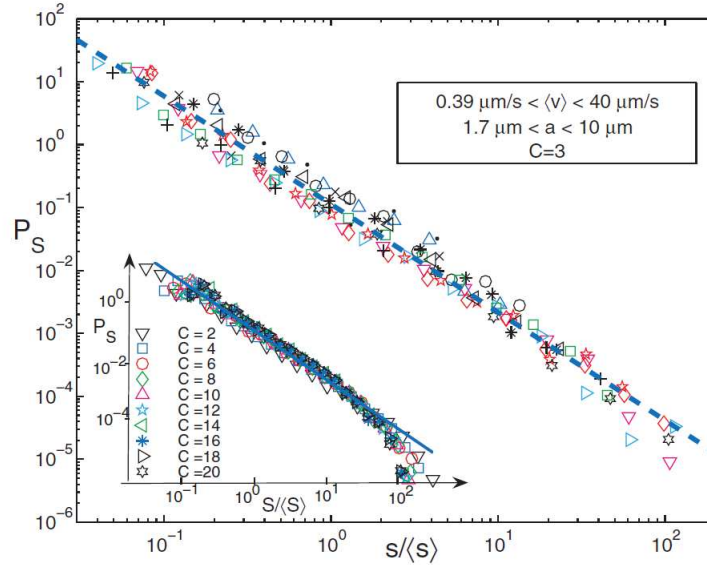


FIGURE 2.23 – Distribution de la taille des événements optiques S normalisée par la moyenne $\langle S \rangle$, pour $C = 3$. La ligne bleue hachurée représente la relation $P(S/\langle S \rangle) \propto (S/\langle S \rangle)^\gamma$ avec $\gamma = 1.71$. (D’après [Måløy et al., 2006])

2.3.2 Données acoustiques

a) Correction de la réponse instrumentale

Les formes d’onde enregistrées durant une expérience dépendent de la sensibilité des accéléromètres. Dans le but d’exploiter ces signaux, les données acquises doivent être corrigées de la réponse instrumentale. Appelons $\ddot{u}^i(t)$ le signal enregistré en accélération par le capteur i au temps t (Figure 2.24 (a) et (b)). Les réponses instrumentales, $F_i(\omega)$, associées à chaque accéléromètre i , ont été estimées en fonction de la fréquence ω (voir partie 1.2.1.). Les signaux bruts en accélération peuvent alors être corrigés :

$$\tilde{\ddot{u}}_c^i(\omega) = \frac{\tilde{\ddot{u}}^i(\omega)}{F_i(\omega)} \quad (2.5)$$

où \tilde{x} correspond à la transformée de Fourier de la variable x et le vecteur fréquence $\omega \in [0; \omega_{Ny}]$, avec ω_{Ny} la fréquence de Nyquist. $\tilde{\ddot{u}}_c^i$ définit l’accélération corrigée de la réponse instrumentale.

b) Correction de l’atténuation

Après avoir déterminé la loi d’atténuation (voir partie 1.2.2.), fonction de la fréquence, pour le PMMA constituant les échantillons, les formes d’onde enregistrées durant les expériences sont corrigées de l’atténuation. Le signal corrigé \ddot{u}_C est calculé suivant l’équation :

$$\tilde{\ddot{u}}_C^i(\omega) = \tilde{\ddot{u}}_c^i \cdot \exp\left(\frac{a \cdot \omega + b}{20} \cdot D^i\right) \quad (2.6)$$

avec D^i , la distance séparant le récepteur i de la position du front, a et b , des constantes déterminées lors du calcul de la loi d'atténuation ($a = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{s.dB/m}$ et $b = 56 \text{dB/m}$). Le facteur $1/20$ est introduit par l'utilisation des décibels pour calculer les constantes a et b . Le signal ainsi obtenu est ensuite intégré dans le but de retrouver un signal corrigé exprimé en unités de vitesse, \tilde{u}_C^i :

$$\tilde{u}_C^i(\omega) = \frac{\tilde{u}_C^i(\omega)}{2\pi\omega}. \quad (2.7)$$

Le processus de traitement du signal introduisant du bruit à basses fréquences, nous appliquons un filtre passe haut (fréquence de coupure : $\omega = 7 \text{kHz}$) au signal. Cette étape permet d'obtenir un rapport signal sur bruit aussi élevé que possible. Le signal est enfin converti en temps par l'application d'une transformée de Fourier inverse (Figures 2.24 (c) et (d)).

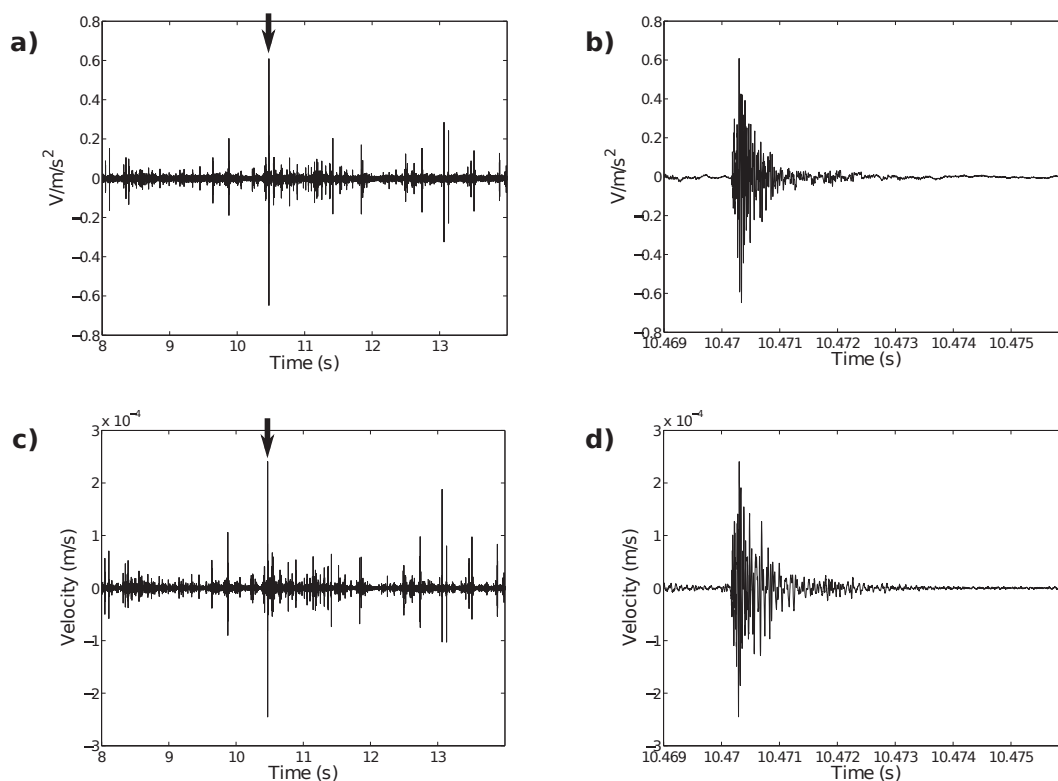


FIGURE 2.24 – (a) Signal brut, en accélération, enregistré par un accéléromètre une composante et (b) zoom sur la forme d'onde de l'événement désigné par la flèche. (c) et (d) correspondent aux mêmes signaux, en vitesse, corrigés de la réponse instrumentale et de l'atténuation.

Étude de la propagation en mode I d'un front de fracture

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude de la propagation d'une fracture en mode I le long d'une interface hétérogène. Nous nous concentrons en particulier sur le rôle des aspérités présentes sur la surface de rupture dans le partitionnement de l'énergie. Nous utilisons le montage présenté dans le chapitre 1 pour suivre l'évolution de la fracture à la fois sur un plan optique et acoustique. La combinaison de ce suivi optique et de l'enregistrement des ondes émises lors de la propagation de la rupture nous permet l'estimation des différentes énergies dissipées par l'avancée de la fracture. Pour notre cas d'étude, ces énergies se divisent en deux catégories : l'énergie de fracture, associée à la création de nouvelles surfaces, et l'énergie radiée acoustiquement. L'estimation de l'efficacité de radiation, rapport entre énergie radiée et somme des énergie de fracture et énergie radiée, rend alors compte de la proportion de processus se produisant de manière sismiques et asismiques.

Lors de cette étude, nous confrontons efficacité de radiation et vitesses de rupture. Nous comparons nos résultats obtenus pour la propagation d'une rupture le long d'une interface hétérogène au modèle proposé pour une rupture sur une surface homogène, par l'équation (1.21) de l'introduction.

3.1 Article : "Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface"

Manuscrit en révision à Journal of Geophysical Research : Solid Earth.

Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface

Camille Jestin¹, Olivier Lengliné¹ and Jean Schmittbuhl¹

¹*EOST-IPGS, Université de Strasbourg/CNRS, Strasbourg, France*

Abstract

The energy budget during the propagation of tensile fractures typically includes two major energy dissipation modes: the fracture energy to create a new interface and the radiated energy. Since seismic hazard is related to the amount of seismic energy released, it is important to evaluate precisely the energy budget during fracture propagation and see in particular if it is constant or not. However, two aspects are typically limiting a precise estimate of the energy budget: first, the measurement of the non-seismic energy release; second, the rock heterogeneity like asperities or barriers. We conducted here laboratory experiments, using an analog material (PMMA), of a stable mode I interfacial crack propagation close to brittle-creep transition through a heterogeneous interface for different macroscopic rupture velocities to evaluate carefully their energy budget. Both acoustic and optical advances of the crack front were measured simultaneously, providing precise estimates of both type of dissipated energy. We computed the radiation efficiency η_R (ratio of the radiated energy to the available energy for driving the fracture) and observed a non-linear increase of η_R with the average fracture propagation velocity v over two orders of magnitude independently of the initial quenched disorder. The experimental observations are supported by a model based on the fluctuations of the local rupture velocity induced by the crack front pinning on local asperities which leads to $\eta_R \propto v^{0.55}$. We discuss implications for slow shear rupture modes, seismicity rate evolution and induced seismicity.

Introduction

Ruptures are ubiquitous within the Earth and are encountered in a variety of geological processes. In particular, mode I ruptures, when the crack propagates along a plane perpendicular to the applied tensile forces [Scholz, 2002], can be observed in diverse geological environments. Tensile fractures are, for instance, encountered as a result of hydraulic injection [Gudmundsson, 2011]. Such ruptures are reported in context of man made operations for reservoir exploitation aiming at an enhancement of the reservoir permeability [Maxwell et. al, 2010], but also in volcanic processes,

during dike propagation [Rubin, 1993]. A major challenge is to understand what controls the seismic activity generated during such crack advance. Indeed, tensile fracture events, although difficult to detect, have been evidenced in several cases [Šílený et al., 2009; Julian et. al, 2010]. These events can represent a significant seismic hazard but can also provide information about the conditions required for their occurrences. Fracture propagation can be stable when controlled by the imposed displacement or the injected fluid volume (the energy release rate decrease with crack advance) but also unstable when stress controlled or related to the injection of fluid pressure (the energy release rate increase with crack advance) [Anderson, 2005]. A difficulty arises when analyzing precisely the crack evolution since the heterogeneous nature of the interface can significantly modify the fracture behavior [Scholz, 2002]. Indeed, previous rupture events can locally create a complex stress field that will influence the crack propagation, *e.g.* [Schmittbuhl et al., 2006; Marsan, 2006]. The ruptured interface also has generally non-homogeneous properties and presents variations of material properties [Ben-Zion, 2008] and topographic fluctuations [Okubo and Aki, 1987; Scholz, 2002; Ben-Zion and Sammis, 2003; Candela et al., 2011]. All these complexities then will influence the behavior of the rupture process [Ripperger et al, 2007], inducing strong velocity fluctuations [Måløy et al., 2006] and subsequently the associated radiated energy. It then represents a challenge to estimate what factors influence the seismic energy emitted by a propagating crack, in order to go beyond simple homogeneous models both in sub-critical or dynamical regimes. The study of the fracturing of rocks in the laboratory also often considers mode I ruptures notably because of the simplicity of uniaxial setups [Atkinson, 1987; Goodfellow et. al, 2015]. Numerous efforts have then been implemented to understand what controls the fracture initiation and propagation [Atkinson, 1984; Geertsma and De Klerk, 1969] and the acoustic emissions associated with the rupture propagation [Nasseri et. al, 2006]. Here we investigate how the heterogeneous nature of the interface modifies the radiated energy released by a propagating sub-critical mode I crack. Because of the difficulty to assess the detailed rupture velocity fluctuations and the associated radiated energy for a given

statistical distribution of toughness fluctuations in natural condition, we turn to an experimental approach. We present here a series of stable sub-critical mode I crack propagation experiments in PMMA performed over an heterogeneous interface where we control the large scale propagation velocity of the fracture. The heterogeneity of the interface toughness is responsible for a mix of brittle and creep behaviors at the local scale setting the experiment at the brittle/creep transition. For each experiment, we compute the energy radiated by the slowly propagating fracture. In order to compare experiments between each other, we normalize the radiated energy by the sum of this radiated energy and the newly created surface area and the toughness of the interface to obtain the radiation efficiency, η_R . This parameter defines the overall proportion of the available energy during the rupture converted into radiated energy. It is generally defined globally for the whole rupture process and averaged over the rupture plane [Kanamori and Heaton, 2000]. However, because η_R depends on the rupture velocity, and the rupture velocity being generally not homogeneous, we may expect local fluctuations of η_R . For example, for slow ruptures the radiation efficiency is almost zero when integrated over all the fault plane because the process is mostly aseismic. Yet, at the locations of the asperities this value might be much higher. It results that the collective effect of the individual ruptured asperity could produce a small but significantly larger than zero overall estimate of η_R .

Because of our experimental approach we can not apprehend the full complexity of the rock rupture and are limited to some analogy between the fundamental physical mechanisms that are at play in our experiment and in natural ruptures. We first review the energy budget during rupture, typically interpreted in terms of Linear Elastic Fracture Mechanics (LEFM) and introduce the radiation efficiency. We then present the experimental setup and the energy budget assessment. The dependence of the radiation efficiency on the average rupture velocity is shown to be a power law with an exponent that is a function of the local fracture velocity distribution related to the asperity interactions. When the rupture shows significant velocity fluctuations, more energy is

radiated than predicted by a simple theoretical model using an effective homogeneous interface. We finally discuss our results in the light of large scale tensile fractures and provide some implications for shear failure events.

1 Energy budget

The change of potential energy (internal strain and gravitational energy), ΔW , related to a mode I rupture, can be decomposed in

$$\Delta W = E_R + E_G \quad (1)$$

where the radiated energy E_R is related to seismic wave emitted from the running rupture and the fracture energy E_G is the energy mechanically dissipated in the creation of the new crack surfaces (it may also include other energy sinks related to damage in the process zone surrounding the fracture plane) [Kanamori, 2004; Kanamori and Brodsky, 2004; Udías et al., 2014] (see Figure 1). In this study, our model is defined as a finite medium with a low-toughness interface (Figure 2). The interfacial crack propagates in mode I (opening) along a plane $z = 0$ between two elastic solids with the same elastic properties. In this model, the toughness of the interface, (of the order of 150J/m^2 with 50% relative fluctuations [Lengliné et al., 2011a]), is negligible compared to the toughness value of the medium ($1\text{-}2\text{kJ/m}^2$). We therefore hypothesize that the irreversible deformation localizes along the interface (with negligible damage out of the interface) and subsequently that most of the energy dissipation occurs at the interface. We estimate the size of the process zone to be of the order of $10\mu\text{m}$ from the rms fluctuations of the crack front line. In other words, we assume a Linear Elastic Fracture Mechanics (LEFM).

1.1 Radiated energy

In the simple case of a one-dimensional rupture, the total radiated energy E_R can be written following the formula given by [Haskell, 1964] and derived from Yoshiyama's equations [Yoshiyama,

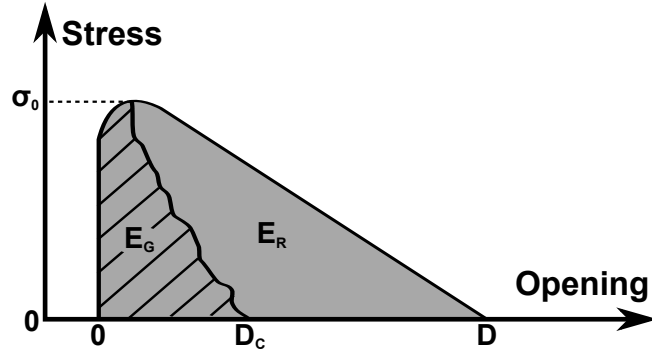


Figure 1: The energy budget per unit area of an earthquake/crack: E_R corresponds to radiated energy, E_G to surface energy and E_H to work done against friction. At the initiation of the earthquake, stress on fault σ_0 decreases to a constant value σ_f and remains equal to this value. (modified after [Kanamori and Brodsky, 2004])

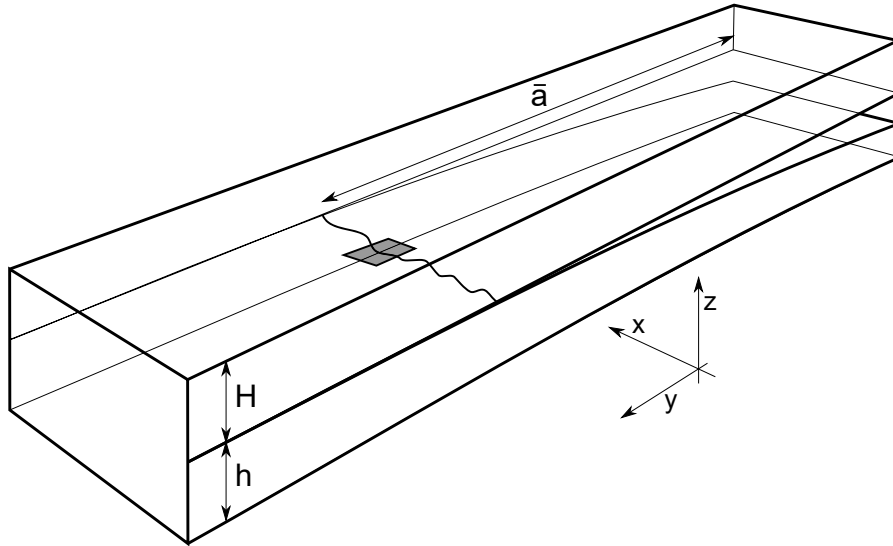


Figure 2: Model of the interfacial fracture crack propagation between two PMMA plates of thickness H and h . \bar{a} corresponds to the average front position. (from [Stormo et al., 2016])

1963]:

$$E_R = \rho c \int_{S_0} \int_t \dot{u}^2(t) dt dS \quad (2)$$

with ρ and c , the density ($\rho = 1.19\text{g/cm}^3$) and P wave velocity ($c = 2700\text{m/s}$) of the considered homogeneous medium respectively, and $\dot{u}(t)$, the particle velocity of the considered wave on S_0 , a spherical surface at large distance from the source (far field).

For our model, S_0 defines the surface of a cylinder centered on the source, with a radius equal to $D(t)$, the distance from fracture front to receiver and height H equal to the larger plate thickness (Figure 2). We consider the continuous acoustic signal recorded in our experiment as the result of multiple sources successively activated over the course of an experiment running from time 0 to t_{end} , we then have the total radiated energy at the time the crack front stops. Considering this geometry, and following [Farin et al., 2016; Turkaya et al., 2016], Eq. (3) can be written as

$$E_R^i(t_{end}) = \frac{1}{2}\rho c \int_{S_0} \int_0^{t_{end}} \dot{u}^2(t) dt dS, \quad (3)$$

$$= \pi\rho c H \int_0^{t_{end}} \dot{u}^2(t) D(t) dt. \quad (4)$$

The coefficient 1/2 appears as a first order correction of the effects of reflection of the wave on the free surface at the point of measurement. In order to balance the lack of knowledge on the source radiation diagram during crack propagation in our model, we achieve acoustic measures at different locations around the fracture (see part 3.1).

1.2 Fracture energy

The fracture energy, E_G , is typically evaluated from the stress history as:

$$E_G = \int_A \int_0^{D_c} \sigma(D) dD dA \quad (5)$$

with A , the rupture area, D , the displacement of the fracture walls, σ_f represents the constant residual frictional stress and D_c , the cohesive length. E_G then corresponds to the hatched area in Figure 1. The fracture energy is related to the total inelastic work U_G and the energy release rate $G = \partial U_G / \partial A$ [Fialko, 2007]:

$$E_G = \int_A \frac{\partial U_G}{\partial A} dA = \int_A G dA \quad (6)$$

In the Griffith crack propagation theory, in the case of a quasi-static crack propagation along a homogeneous crack, the energy release rate G balances the critical energy release rate of the material, G_c such that:

$$E_G = G_c A. \quad (7)$$

In such an energy release rate approach of the fracture process, the threshold $G \geq G_c$ defines the condition for crack propagation. A crack extension occurs when the energy release rate is higher than the resistance of the material [Irwin and Kies, 1954; Brossman and Kies, 1955; Anderson, 2005]. It establishes the presence of a threshold in energy release rate G after which the crack will propagate.

1.3 Radiation Efficiency

A way of characterizing the proportion of the available energy in form of seismic wave is the radiation efficiency, η_R . It is typically defined for a single earthquake as [Kanamori, 2004]:

$$\eta_R = \frac{E_R}{\Delta W} = \frac{E_R}{E_R + E_G}. \quad (8)$$

For large earthquakes, typical values for the radiation efficiency, η_R , range from 10^{-2} to 1 [Kanamori, 2004]. The lowest values of efficiency correspond to slow dynamic rupture events, such as those observed for tsunami earthquakes or some deep earthquakes. Usually the radiation efficiency is obtained for individual seismic event. It then corresponds to a time average representation of the radiated energy from all sub-faults comprising the fault plane [Kanamori and Heaton, 2000].

1.4 Influence of the rupture velocity

Different theoretical predictions have been proposed for homogeneous interfaces for the dependence of the radiation efficiency on the crack speed, v , according to the fracture modes [Kanamori and Brodsky, 2004]. A prediction has been proposed for mode I crack propagation by [Freund, 1972;

Husseini, 1977; Kanamori and Brodsky, 2004; Kanamori and Rivera, 2006]:

$$\eta_R(v) \propto \frac{v}{c_r} \quad (9)$$

where c_r is the Rayleigh wave speed of the material. Eq. (9) predicts that as the rupture speed decreases, the radiation efficiency tends to zero (quasi-static crack propagation). In natural conditions, it has been observed that this radiation efficiency depends on the rupture velocity [Kanamori and Brodsky, 2004; Kanamori and Rivera, 2006]. For different types of earthquake, such as deep, intraplate, interplate or tsunami earthquakes, it has been shown that one can observe systematically an increase in radiation efficiency as the rupture velocity increases [Venkataraman and Kanamori, 2004]. However the dispersion from the global trend can be important suggesting that other factors can affect the value of η_R . It has to be noticed that the theory leading to Eq. (9) was derived for homogeneous interfaces. Rupture interfaces within the Earth are generally not smooth and host stress heterogeneities [Candela et al., 2011]. For example, the energy radiated by a quasi-static propagating crack is not zero although its rupture velocity is, on average, very low (i.e much lower than the Rayleigh wave speed of the material) [Heap et. al, 2009]. Velocity variations of the rupture front are generally observed when detailed imaging of the rupture is obtained (typically in analog experiments) (*e.g.* [Måløy et al., 2006]). These fluctuations of the rupture velocity are explained by the local pinning and depinning on asperities even if the macroscopic average rupture front velocity is low [Måløy and Schmittbuhl, 2001; Måløy et al., 2006; Stormo et al., 2016]. During such slow sub-critical ruptures, the experimentally recorded acoustic emissions confirm that, locally, dynamic ruptures are occurring [Schmittbuhl et al., 2003; Lengliné et al., 2012].

2 Experimental setup

Our analog modeling is based on an experimental setup employed for previous studies [Måløy et al., 2006; Grob et al., 2009] (see Figure 3). Samples are made of two transparent PMMA plates of dimension: 21x10.8x0.9cm and 23.1x2.5x0.5cm. The narrower plate is sand-blasted on one face

with glass beads of diameter $\phi \in [180; 300]\mu\text{m}$. We cleaned blasted plate such as no particles remain on the surface. We then assembled the two plates, the blasted area of the narrower facing the larger plate. We impose on the two plates a normal stress and place the assembly in an oven at 190°C for 45 minutes in order to weld the plates together. This procedure creates a weak cohesive interface in an optically transparent material with local random toughness heterogeneities. Introduced asperities induce a spatial toughness distribution with a mean of the order of 150 J/m^2 and 50% relative fluctuations Lengliné et al. [2011a]. The interface still has an average toughness lower than the bulk of the material ($1\text{-}2 \text{ kJ/m}^2$) prescribing the crack front to remain in the weak plane. Once the sample is made, we fix the wider plate to an aluminum structure. A motor applies a displacement at the extremity of the narrow plate in a direction z normal to the interface. During the loading, we measure the imposed displacement (LVDT) and the applied force. The displacement imposed by the motor induces a fracture propagation in mode I along y direction (Fig. 3). The direction x is set perpendicular to the y and defines the coordinates of a point along the front. Each experiment lasts from 6s to 20s, depending on the used acquisition frequency (see Table 1). Fracture fronts propagate over few millimeters to centimeters and loading velocity is in the range $[3 \cdot 10^{-5} - 7 \cdot 10^{-3}] \text{ m/s}$. Details on each experiment parameters are given in Table 1. We implemented two different configurations using the same wide plate but two different narrow plates. Sample configuration 1 corresponds to experiments 1 to 4 and sample configuration 2 to experiments 5 to 17.

2.1 Optical monitoring

We monitor the crack advance with a camera Nikon D800. The images have a dimension of 1920×1080 pixels and a sample resolution of $\sim 52.5 \mu\text{m}/\text{pxl}$. We recorded optical images at a rate of 30 frames per second. At each time step, we extract the front position in order to monitor the crack front propagation. Extraction of front position is achieved by an image processing algorithm consisting of binarizing the crack front pictures such that we can differentiate the broken and unbroken parts of the sample [Grob et al., 2009]. This differentiation is possible due to the sand-

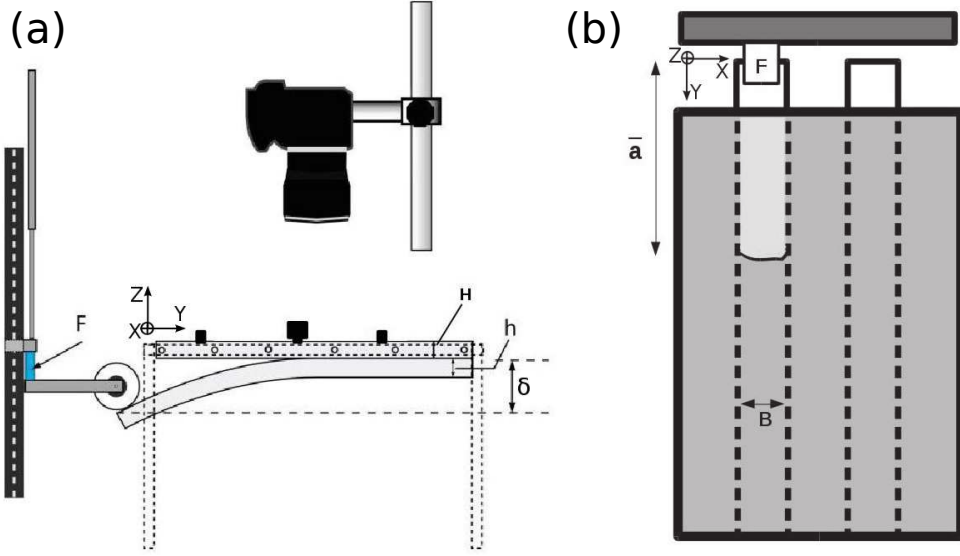


Figure 3: Experimental setup: (a) sketch of a side view and (b) of a top view. F corresponds to the loading force applied to the narrow plate and δ the displacement induced by the normal loading. H designates the large plate height, h , the narrow plate height, B the narrow plate width and \bar{a} the average position of the fracture front with respect to the edge of the narrow plate.

blasting procedure introducing heterogeneities at the small plate interface. After annealing the two plates, the sample recovers its transparency. However, on the newly open surface the microstructures along the interface scatter the light and make the area brighter. After converting images in gray scale: 1) we compute differences between each image and the initial one. This step enables the removal of any recurrent background features; 2) gray figures are converted in black and white using a gray level threshold; 3) we compute transition from white to black for each line along the y direction; 4) we extract $a(x)$ as the continuous feature making this transition between the two areas of the pictures. $a(x)$ then corresponds to the location of the front in the fracture propagation direction y at each time step. By repeating this process at each time frame, we are able to obtain the progression of the crack front, $a(x, t)$ during an experiment (see Figure 4).

We define the average front position in space as $\bar{a}(t) = (1/N) \sum_{i=1}^N a(x_i, t)$. The optical acquisition system is triggered by an external TTL signal (+5V) in order to synchronize the optical

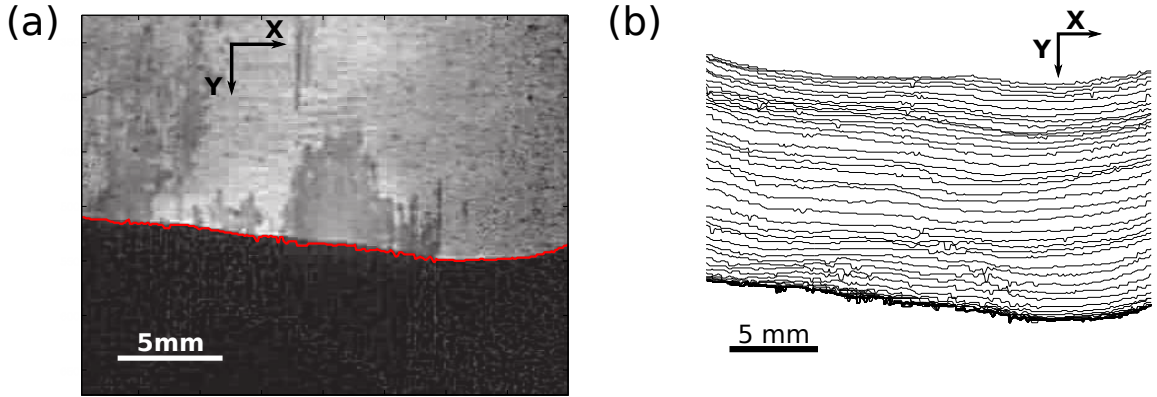


Figure 4: Computation of the crack front position for experiment 1: (a) position of the crack front in red superimposed over a picture of the crack. The crack propagates from top to bottom. For each picture the crack front is determined as the transition zone between bright and dark areas. (b) superimposition of the crack positions during the experiment: each line corresponds to a crack position extracted every 0.3s.

acquisition with the recording of the acoustic signal.

Fluctuations of average velocity in time are estimated, from frame to frame, during each experiment as $V(t) = (\bar{a}(t + \delta t) - \bar{a}(t))/\delta t$, with $\delta t = 1/30$ s. Results of this computation are represented in Figure 5. In order to determine the average front velocity over an experiment, we consider the time window during which velocity is larger than a threshold fixed equal to 1.10^{-5} m/s. We then compute front velocities $\langle V \rangle_i$ on successive intervals i of 1s. Finally, average front speed $\langle V \rangle$ is estimated over each experiment as the mean value of $\langle V \rangle_i$. Fluctuations on velocity values are then estimated as the standard deviation extracted from $\langle V \rangle_i$.

2.2 Acoustic monitoring

Acoustic acquisition has been achieved with up to 4 sensors. We used three one-component accelerometers (*DeltaTron*[®], *Brüel & Kjær*). Their component is vertical and normal to the fracture interface and we labeled them Z_1 , Z_2 and Z_3 (Cf Fig. 6). We used also an additional three component accelerometer (*Triaxial DeltaTron*[®], *Brüel & Kjær*) (X_0, Y_0, Z_0 , in Fig. 6): one component is

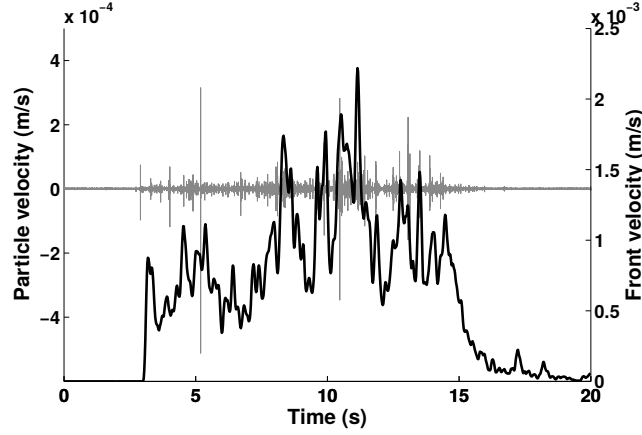


Figure 5: In gray is represented the velocity recorded by one component accelerometer Z_1 during experiment 1. The black line corresponds to the spatial average of the fracture front velocity, $\langle V \rangle_i$, along the fracture front at each time step i .

a normal component, Z_0 , and the two other components are oriented in the same directions as the axes x and y of the sample. The three vertical accelerometers are placed around the fracture front and the three-component accelerometer lies directly above the surface of crack propagation (Fig. 6). The coupling between each accelerometer and the PMMA plate is ensured using a solid coupling made of phenyl-salicylate. The 6 accelerometer signals were recorded using two PCI-6133 (*National Instruments*) acquisition cards (3 channels per device). We also recorded the Z_0 component with a PCI-4744 acquisition device which offers a wider dynamic range of 24 bits compared to 14 bits for the PCI-6133 but limits the sampling frequency to a maximum of 100kHz (instead of 2.5MHz for the PCI-6133). The recovered signal in each case is very similar when re-sampled at the same frequency. This suggests that no distortion is introduced by the recording system and that the resolution of the PCI-6133 card is sufficient to analyze the recorded waveforms. For most of the experiments, the sampling rate was fixed to 500kHz. This rate was modified in some experiments to detect a possible influence of the acquisition frequency on our results (see Table 1).

For each acoustic sensor i , and at each time step, we computed two distances $D_{min}^i(t)$ and $D_{max}^i(t)$ which correspond respectively to the minimum and maximum distances between the sensor i and

the front (Fig. 6).

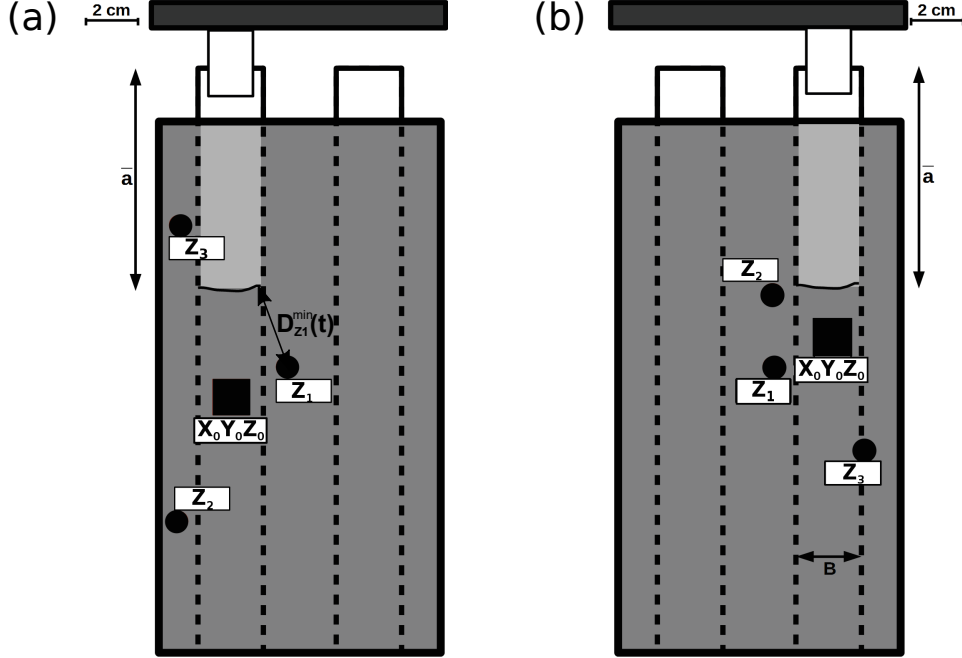


Figure 6: Top views of the two used experimental sample configurations with accelerometer positions on scale. (a) experiments 1 to 4, (b) experiments 5 to 17. Z_1 , Z_2 and Z_3 are the three one-component accelerometers and $X_0Y_0Z_0$, the three component accelerometer used during each experiment. $D_{Z_1}^{min}(t)$ corresponds to the minimum distance, at a given time t , between front position and accelerometer Z_1 .

3 Energy balance measurements

3.1 Radiated energy measurement

Correction for instrumental response Because the recorded waveforms depend on the sensitivity of the accelerometer, in order to exploit these signals, we must correct the acquired data from the instrumental response. We call $\ddot{u}^i(t)$ the acceleration signal recorded at the sensor i at time t . Instrumental responses, $Y_i(\omega)$, related to each accelerometer i , have been estimated as a function of the frequency, ω . We used various excitation sources to compute the accelerometer response over a wide range of frequency, from 2 Hz to 1.25 MHz. It gives us access to four transfer functions:

Table 1: Parameters of the different experiments.

Experiment	V_{load} (mm/s) ¹	$\Delta\bar{a}$ (cm) ²	Acoustic devices ³	Acquisition frequency (kHz)	Average front velocity (mm/s)	Sample configuration
1	0.14	1.2	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	0.92	1
2	0.23	2.1	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	3.7	1
3	0.23	0.61	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	0.60	1
4	0.46	4.2	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	8.1	1
5	0.12	0.51	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	1.1	2
6	0.058	0.43	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	0.34	2
7	0.23	1.4	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	1.3	2
8	0.46	1.3	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	1.7	2
9	0.058	0.22	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	0.19	2
10	0.058	0.69	Z_1, Z_2, Z_3 $X_0Y_0Z_0$	500	0.48	2
11	0.46	1.3	Y_0Z_0	2500	3.0	2
12	0.46	1.4	Y_0Z_0	2500	2.6	2
13	0.46	2.7	Z_1, Z_2, Z_3 X_0Z_0	500	1.9	2
14	0.058	0.11	Z_2	500	0.065	2
15	0.058	0.07	Z_2	500	0.044	2
16	0.12	0.23	Z_2	500	0.13	2
17	0.46	1.9	Z_1, Z_2, Z_3 X_0Z_0	500	2.3	2

¹ V_{load} : loading velocity in mm/s;

² $\Delta\bar{a} = \bar{a}(t_{end}) - \bar{a}(t_{start})$: average front position displacement during the experiment, in cm;

³ Acoustic device used during each experiment.

three corresponding to the X_0 , Y_0 and Z_0 components of the three component accelerometer, and one associated with the one component accelerometers (see Appendix A). We then convert the raw acceleration recorded at sensor i into a corrected acceleration by taking into account the frequency

dependent sensitivity of the receiver by

$$\tilde{u}_c^i(\omega) = \frac{\tilde{u}^i(\omega)}{Y^i(\omega)} \quad (10)$$

where \tilde{X} denotes the Fourier transform of variable X and the frequency vector $\omega \in [0; \omega_{Ny}]$, with ω_{Ny} the Nyquist frequency; \tilde{u}_c^i corresponds to the acceleration corrected from instrumental responses.

Correction for attenuation In order to obtain the radiated energy, we correct the obtained waveform from anelastic attenuation. We have determined attenuation coefficients for the PMMA used in our experiments (see Appendix B). The attenuation law was obtained by comparing the relative amplitude of the acoustic wave recorded at various distances from a common source, sending pulses at various frequencies. We obtained a frequency dependent attenuation correction that is very comparable to previously reported estimates for this material [Hesham, 2003]. The corrected signal, \tilde{u}_C , is then calculated as

$$\tilde{u}_C^i(\omega) = \tilde{u}_c^i(\omega) \cdot \exp\left(\frac{a \cdot \omega + b}{20} \cdot D^i\right) \quad (11)$$

where D^i is the distance from receiver i to front position, a and b are constants determined in the appendix B and the factor $1/20$ appears after the use of decibels to compute attenuation (see appendix B). We then integrate the resulting signal in order to retrieve a corrected signal in velocity units. This is achieved by computing

$$\tilde{u}_C^i(\omega) = \frac{\tilde{u}_C^i(\omega)}{2\pi\omega}. \quad (12)$$

As the processing described above introduces noise at low frequency, we applied a high pass filter (cut-off frequencies $\omega_c = 7\text{kHz}$) to the signal in order to obtain a signal to noise ratio as high as possible. We finally transformed the signal back to the time domain by achieving an inverse Fourier transform (Figure 7).

Frequency content of acoustic signal and asperity interactions We checked that the sampling frequency was large enough such that we are not underestimating the radiated energy E_R by

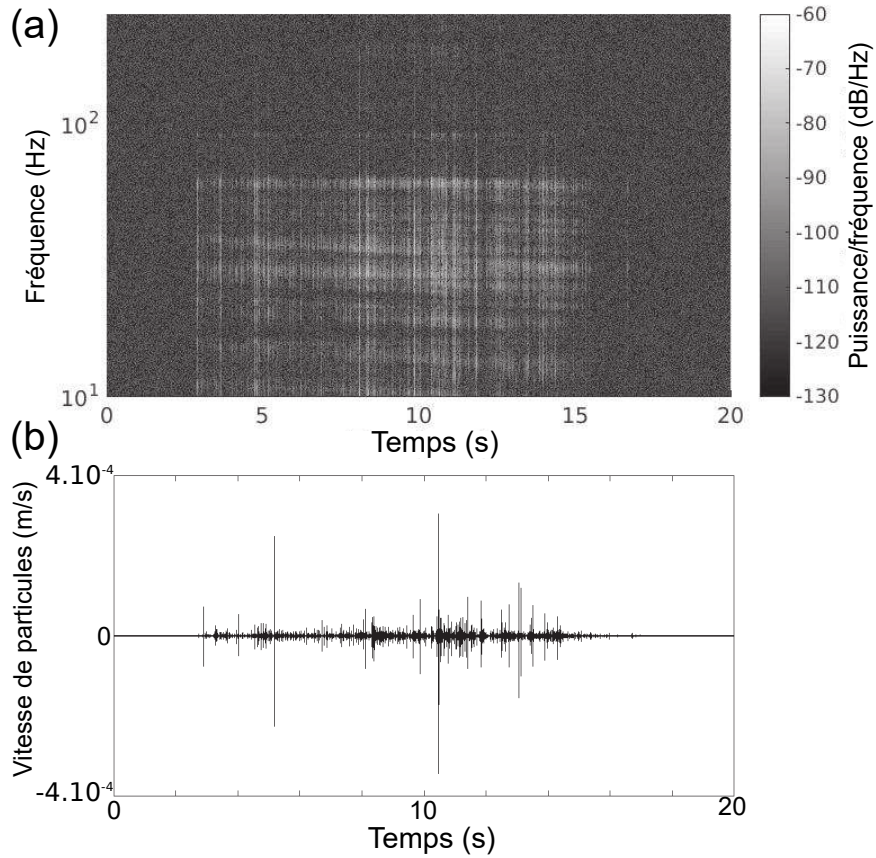


Figure 7: (a) Spectrogram of data presented recorded during an experiment by sensor Z_1 . (b) The corresponding raw recorded trace by the same accelerometer. Recorded acoustic signal is made of a sum of discrete events with various amplitudes. We note that most of the energy is captured under 100 kHz. Only the largest events produce excitation that are above the noise level at higher frequency.

missing some energy at high frequency [Ide and Beroza, 2001b]. In order to test this, for experiments 11 and 12, we increased the sampling frequency up to 2.5MHz. Increasing the sampling frequency meant that only one sensor was available for recording the experiment. We select this sensor as the closest one to the fracture front such that attenuation effects are as low as possible. This enables us to record any possible high frequencies present in the signal. We find that estimations of radiated energy determined by considering this extended frequency or by re-sampling the signal at 500kHz give similar results. We then can assume that a sampling frequency of 500kHz is high enough for

computation of seismic energy emitted by the fracture propagation. This also confirms by our test involving the PICO sensor which is more responsive at higher frequency (see Figure S1 in the supplemental material). We could see that the acoustic signal emitted by large events and captured both by accelerometers and the PICO sensor has most of its energy below 500kHz (supplemental material).

Combining multi-component measurements The energy calculated using Eq. (4) includes the corrected velocity defined in Eq. (12). It gives us the radiated energy emitted by the whole propagating crack but estimated from a single recording point. Our model does not enable the representation of radiation diagrams associated with each event. However, radiated energy estimates performed at various locations should all yield the same result but depending on the location of sensor with respect to the source radiation diagram, these values slightly differ (see Table S1).

The radiated energy is computed dividing the continuous waveform in time windows of 20ms and treating each time window independently using the actual crack front position that is assigned to this time window. By summing all energy estimates over the successive time windows, we obtain the cumulative radiated energy as a function of time. We remove the linear background trend on this signal introduced by our data processing. We compute two values of radiated energy for each sensor i : $E_{R,min}^i$ and $E_{R,max}^i$ obtained by using respectively $D_{min}^i(t)$ and $D_{max}^i(t)$ (see below) in Eq. (4). This indetermination arises because, since we are not locating events, we ignore the exact location on the crack front of the source of acoustic emissions. In the following, we consider the radiated energy, E_R^i , computed for sensor i as the average of $E_{R,min}^i$ and $E_{R,max}^i$. We obtain one to four sets of data for each experiment corresponding to the number of used acoustic devices. The final estimates of the radiated energy, averaged over all computed $E_R^{tot,i}$, are given in Table 2.

Corrections for non-isotropic particle motion We notice, in Table S1 (available in the supplementary information to this paper), that the energies estimated from the three component ac-

celerometer on the direction X_0 and Y_0 are systematically higher than the energy computed from the component Z_0 . It suggests that the particle motion at this recording site is not isotropic and that most of the displacement actually occurs on the horizontal direction. We estimate the ratio $\epsilon = E_R^{Z_0} / (E_R^{X_0} + E_R^{Y_0} + E_R^{Z_0})$, which indicates the proportion of the radiated energy that is recorded on the vertical component. We found that on average this ratio gives $\epsilon = 1/6.8$ (instead of $1/3$ for the isotropic case). We consider that this ratio is the same at the location of the other accelerometers (1 component), such that we obtain at these locations an estimate of the total radiated energy by dividing the computed energy by the factor ϵ . For the three component accelerometer, the radiated energy is simply given by the sum of the energy over the three components. Our final estimate of the total seismic energy released during one experiment is obtained as the average over the different sensors after this correction. In some experiments with very slow front propagation, only low amplitude events were generated such that they can only be recorded by the closest sensor. During experiments 14, 15 and 16, the acoustic signal is solely exploitable from sensor Z_2 which is the closest to the crack front. In this case, the estimate of the radiated energy is simply computed from the value given by this sensor after applying the coefficient ϵ .

3.2 Fracture energy measurement

In order to estimate the fracture energy dissipated during the crack propagation, we follow Eq. (6) to compute the energy release rate of the system during quasi-static crack propagation at the macroscopic scale. We thus identify G_c as the value G reached by the system when the crack is propagating at a constant speed. Indeed, the crack propagation is a sub-critical process: the crack can progress even at a value of G lower than G_c . We then estimate the critical energy release rate from the plateau value of G during the time the crack is propagating [Lengliné et al., 2011a, b]. The energy release rate given in Eq. (7) is computed as

$$G = -\frac{1}{B} \left(\frac{dU_L}{d\bar{a}} \right)_\delta \quad (13)$$

where B is the narrow plate width, \bar{a} is the average front position, and δ implies imposed displacement induced by the applied loading. Noting F the vertical force applied to the narrow plate, the strain energy, U_L , can be expressed as

$$U_L = \frac{F\delta}{2}. \quad (14)$$

We then obtain, from the beam theory [Lawn, 1993; Lengliné et al., 2011b] and due to the geometry of our system, that

$$F = \frac{EBH^3\delta}{4\bar{a}^3} \quad (15)$$

where E is the Young modulus of the medium and H its thickness. This yields

$$U_L = \frac{EBH^3\delta^2}{8\bar{a}^3}. \quad (16)$$

Therefore, we can deduce the following expression of the energy release rate:

$$G = \frac{3F}{2} \frac{\delta}{B\bar{a}} \quad (17)$$

Force, displacement and front position being monitored during each experiment, we can compute the energy release rate using Eq. (17). Knowing the broken surface during each experiment, we are finally able to obtain E_G from Eq. (7) with $A = B \cdot (\bar{a}(t_{end}) - \bar{a}(t_0))$ (see Table 2). We observe variations of G_c from an experiment to another (depending on the crack position along the plate) and from a plate to another. These fluctuations of G_c are mostly the result of the sandblasting procedure that produces a non homogeneous interface and that can display important fluctuations of toughness, with typical standard deviation of the order of 50J/m² as reported in [Lengliné et al., 2011a]. Obtained values are of the same order of magnitude ($\sim 10^2$ J/m²) as previously computed on the same material [Lengliné et al., 2011a].

3.3 Radiation efficiency

The estimates of E_G and E_R for each experiment are used to compute the radiation efficiency, η_R , as defined by Eq. (8). For each experiment, the value of E_R corresponds to the average estimate

over all available sensors. We find that the ratio η_R ranges between $4.9 \cdot 10^{-7}$ and $3.5 \cdot 10^{-3}$ (Tab. 2).

Table 2: Results of computed energies and radiation efficiency.

Experiment	G_c (J/m ²) ^a	E_G (mJ) ^b	$\langle E_R^{tot}(t_{end}) \rangle$ (μ J) ^c	$\langle \eta_R \rangle$ ^d
1	82	23.5	1.5	$6.3 \cdot 10^{-5}$
2	79	40.8	$1.1 \cdot 10^1$	$2.7 \cdot 10^{-4}$
3	82	12.5	7.7	$6.2 \cdot 10^{-4}$
4	91	93.9	$3.3 \cdot 10^2$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
5	171	21.7	1.7	$7.9 \cdot 10^{-5}$
6	172	18.5	2.4	$1.3 \cdot 10^{-4}$
7	212	72.6	$1.1 \cdot 10^1$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
8	260	81.1	$1.2 \cdot 10^1$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
9	247	13.6	3.4	$2.5 \cdot 10^{-4}$
10	244	42.0	1.1	$2.7 \cdot 10^{-5}$
11	181	57.6	$1.1 \cdot 10^1$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
12	162	56.7	$6.1 \cdot 10^1$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
13	95	65.1	2.8	$4.3 \cdot 10^{-5}$
14	86	2.9	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-7}$
15	88	1.4	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-6}$
16	95	5.4	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-6}$
17	86	40.4	6.9	$9.8 \cdot 10^{-5}$

^a Computed critical energy release rate, G_c , in J/m²;

^b Fracture energy, E_G , in J;

^c Average radiated energy $\langle E_R^{tot}(t_{end}) \rangle$, in J;

^d Radiation efficiency, η_R .

As shown in Fig. 8, the radiation efficiency shows a positive dependence with the average rupture velocity. The observed slope in the log – log diagram indicates a power-law relation between the average fracture speed and the seismic radiation efficiency: the higher the velocity, the higher the efficiency. Fracture front velocity is determined using the optical monitoring of each experiment. Velocities represented in Fig. 8 are computed using the average propagation speed during the crack advance. During one of the experiments, the assumption of quasi-static rupture propagation was not verified and the front jumped rapidly to a new equilibrium position. We decided to isolate this fast rupture event from experiment 4 and to treat it as a separate experiment of short duration (200ms). Although we captured only one image of this fast event, the acoustic signal shows that multiple acoustic events were generated. We also present in Figure S2, the same results as in Figure

8 but instead of considering average quantities for each experiment we decomposed each of them in time intervals of 0.8s.

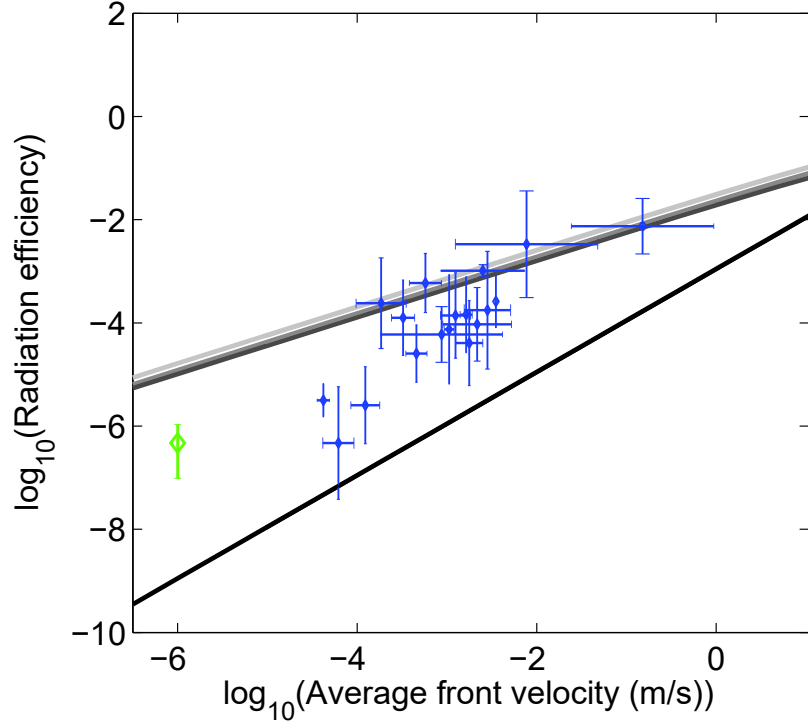


Figure 8: Radiation efficiency η_R as a function of the average fracture front velocity. Blue diamonds represent averaged results over an experiment and over all available acoustic devices. For these experiments, vertical errorbars are related to the use of different accelerometers while horizontal errorbars are associated with front velocity fluctuations over experiments. Green diamond represents results obtained by [Goodfellow et. al, 2015]. The gray lines represents the model defined from Eq. (21) (from dark to light: mode I, mode II and mode III, see appendix D) and the black line, is given by Eq. (9).

4 Modeling the relationship between radiation efficiency and rupture velocity

We compare our experimental results with two different approaches relating fracture front velocity to radiation efficiency.

Homogeneous velocity On one hand, our results are compared with the theoretical model introduced in Eq. (9) and proposed for mode I cracks [Husseini, 1977; Kanamori and Brodsky, 2004; Kanamori and Rivera, 2006]. It relates radiation efficiency and crack velocity, v , for a mode I propagating fracture along a homogeneous interface. Eq. (9) shows that the prediction always underestimates our observations of η_R for the whole range of rupture speed resolved in our experiments. Such an observation is not totally surprising as Eq. (9) was obtained considering a homogeneous interface.

Heterogeneous velocity The introduction of asperities in our model is responsible for the deviation of our results from Eq. (9). Locally, although the average crack propagation is slow and uniform (stable sub-critical regime), dynamic ruptures are occurring involving local fracture velocity variations [Schmittbuhl et al., 2003]. It has been shown that, in this case, the local crack front velocity can be well described by a power-law decay function above the average crack front velocity $\langle v \rangle$. Indeed, [Måløy et al., 2006] have shown that, when discretized in time, the rupture velocity v follows

$$f(v) \propto \left(\frac{v}{\langle v \rangle} \right)^{-\gamma} \quad (18)$$

with $f(v)$, the velocity distribution function for $v > \langle v \rangle$. Such a relation has been tested over a wide range of $\langle v \rangle$ although considering only slow crack front displacements ($v \ll c_r$). The power-law exponent γ found for all tested experiments is always close to a universal value for a random distribution of asperities: $\gamma = 2.55$ [Måløy et al., 2006] and is well supported by direct numerical modeling [Stormo et al., 2016]. If we consider the distribution of velocity but discretized over space, the shape of the distribution is preserved but the power-law exponent is $\gamma^* = \gamma - 1$ (see Appendix C). We introduced an exponential cutoff at low velocity to model the complete distribution of the local crack velocity over the whole velocity range [Måløy et al., 2006; Lengliné et al., 2012]. Then, the probability distribution of the rupture velocity for a front propagating at an average speed $\langle v \rangle$

can be expressed as:

$$f^*(v) = K \left(\frac{v}{\langle v \rangle} \right)^{-\gamma^*} \exp \left(-\frac{\langle v \rangle}{v} \right) \quad (19)$$

where K is an integration constant defined such that

$$1 = \int_0^{c_r} f^*(v) dv. \quad (20)$$

The probability density function defined in eq. (19) has been shown to represent a correct description of the local velocity distribution at various spatial scales [Anderson, 2005; Jestin et. al, 2018]. It implies that there is no spatial scale associated with this distribution down to the smallest resolvable scale and up to the largest scale, arguing that the same mechanical process is responsible for the crack advance at these different scales. Moreover, the process zone size has been estimated to be of the order of $10\mu\text{m}$. As the probability density function of the local front velocity is scale invariant, we can conclude that the use of eq. (19) is correct in the LEFM approach.

Then, the radiation efficiency for a model of heterogeneous rupture speed is given by the product of the probability of each velocity, $f(v)$, and of the actual radiation efficiency of the given rupture speed interval assuming Eq. (9) to be valid for this velocity range, that is

$$\eta_R^*(\langle v \rangle) = \int_0^{c_r} K \left(\frac{v}{\langle v \rangle} \right)^{-\gamma^*} \exp \left(-\frac{\langle v \rangle}{v} \right) \left(\frac{v}{c_r} \right) dv \quad (21)$$

where $\eta_R^*(\langle v \rangle)$ represents the computed radiation efficiency for heterogeneous interface at the average rupture speed $\langle v \rangle$. We note that, using Eq. (21), we hypothesize that the rupture speed distribution in our experiments is distributed following the power-law function given by Eq. (19) up to the Rayleigh wave speed, c_r . So far, in all conducted experiments, we always observe the trend predicted by Eq. (19) up to the highest possible fracture speed allowed by an optical monitoring system [Måløy et al., 2006]. Yet, even at this highest speed we still are far from c_r . We nonetheless compare these estimates of η_R^* with our results. We notice, in Fig. 8, that these modeled predictions seem to better estimate our radiation efficiencies determined in our experiments than the model described by Eq. (9).

We can see from Figure 8 that we can well approximate Eq. (21) by a power law such as $\eta_R \propto \langle v \rangle^\alpha$. We then obtained a relationship between the exponents α and γ^* . Fig. 9 shows the impact of a variation in γ^* values (i.e. in fracture velocity distribution) on the slope of the gray curve in Figure 8. As γ^* increases, i.e. the local speed values get close to the average value $\langle v \rangle$, the exponent α converges to 1 and we get close to the model associated with a homogeneous interface. On the contrary, if γ^* decreases, the speed distribution expands (i.e. the local velocities vary over a wide range of values), α decreases and the average fracture velocity is no longer significant enough to describe the global rupture occurring in our medium. Our value of γ^* , established by [Måløy et al., 2006], seems to well describe the impact of the asperities on the fracture surface on our results of η_R .

5 Discussion

5.1 Comparison with other experimental measurements

Some previous investigations of the radiated energy from propagating cracks were performed experimentally. We notably compare our results to values reported in a similar experimental setup geometry and loading. Radiation efficiency was measured in these experiments for mode I crack in PMMA and soda-lime glass [Boler and Spetzler, 1986; Boler, 1990; Gross et al., 1993]. In all of these studies, the crack velocity was much higher than in our experiment (from 350m/s to 2000m/s). Radiation efficiency computed from the results reported in [Boler and Spetzler, 1986] ranges between 10^{-5} and 10^{-3} . The experiments performed in [Gross et al., 1993] show that the radiation efficiency is closer to 10^{-2} . We can also compare our observations to results obtained with hydraulic fracture experiments in rocks [Goodfellow et. al, 2015]. In this study, radiation efficiency, close to the ratio between the radiated energy and the change in elastic energy, has been estimated, for opening crack in Westerly granite, ranging from 10^{-7} to 10^{-6} . Because of the used experimental setup, the macroscopic crack velocity can not be measured precisely. However, if we consider the axial displacement observed during the whole experiment, we can estimate an average crack velocity close to $1\mu\text{m/s}$.

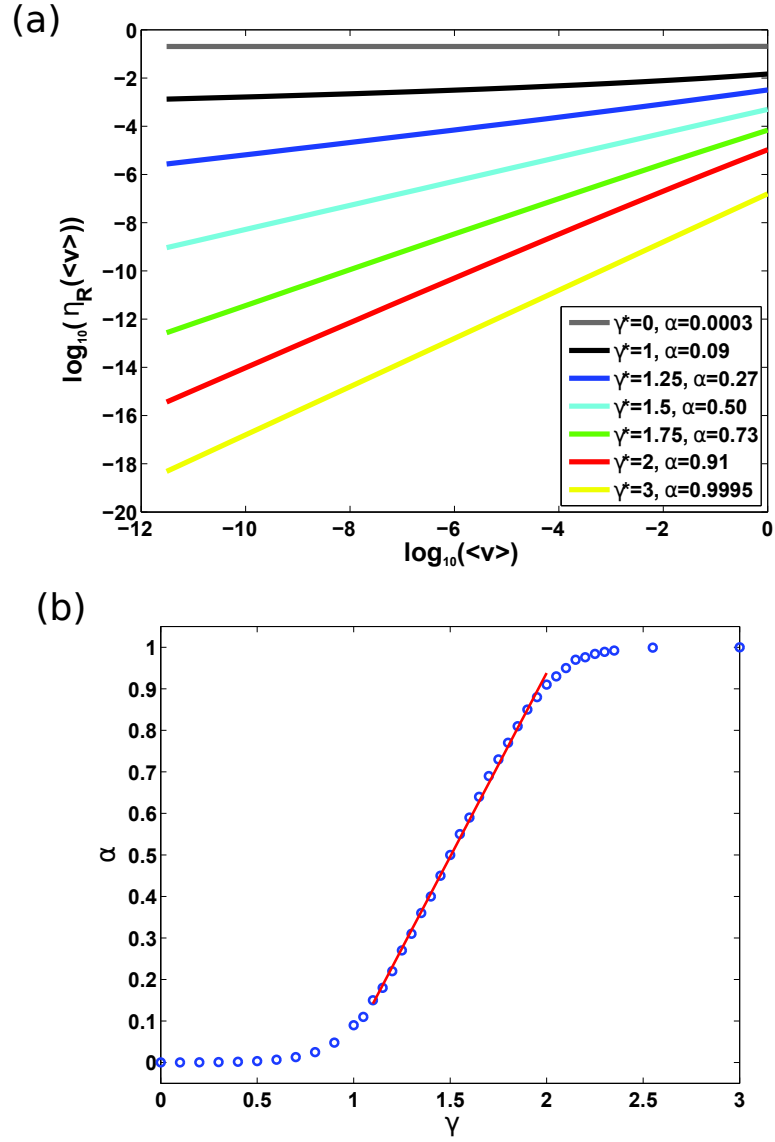


Figure 9: (a) Estimate of the influence of the average fracture velocity $\langle v \rangle$ on the radiation efficiency η_R for different values of γ^* from our statistical model. (b) Evolution of the α exponent: $\eta_R \propto \langle v \rangle^\alpha$ as a function of γ^* .

These results seem to be in agreement with Eq. (9) and (21).

5.2 On the role of asperities in the fracture processes

Effect of asperities in radiation efficiency Our results show that the heterogeneous nature of the rupture velocity field over the interface can lead to significant deviation of the radiated energy compared to the predicted value from an homogeneous approach. In our modeling of Eq. (21) we have made the hypothesis that the velocity distribution over the whole fault surface can be described by a continuous power-law function for velocities higher than the average speed. It is readily possible that such a parametrization of the velocity represents an oversimplification. Indeed, the power-law exponent describing the rupture speed probability density function may vary when approaching the Rayleigh velocity. It may even happen that at higher speed, $f(v)$ is not even more well described by a power-law function. Unfortunately, we are lacking observations on the shape of $f(v)$ at high speed, in experiments as well as in the natural environment. Our estimates based on [Måløy et al., 2006] represent so far our best description of the shape of the rupture velocity density probability function. If departures from this trend exist, they might actually provide a better fit to the experimental radiation efficiency than we obtain.

5.3 Geophysical implications

Our study focuses on the role of asperities in the radiated energy of an underlying slow mode I fracture process. Mode I ruptures are encountered in a variety of geological settings/processes. For example, around boreholes, in the direction of the regional maximum horizontal stress, the local stress becomes tensile and provokes a drilling induced tensile failure [Brudy and Zoback, 1999]. Tensile fractures can also happen as a result of an hydraulic injection: in man made operation for reservoir engineering [Maxwell et. al, 2010], in volcanic context during dike propagation [Rubin, 1993] or as the result of fluid flow within fault zone [Gudmundsson et. al, 2002]. In these contexts, the fracture speed appears to be controlled by the fluid injection. Our results then suggest that adjusting the flow rate is expected to be a tool to reduce the radiation efficiency and to develop more aseismic slip and less induced seismicity for a given pressure. Furthermore, mode I fractures

are also very commonly studied in rock laboratory experiments in order to investigate the rock failure mechanism [Atkinson, 1984]. In many instances, a seismic signal related to the propagation of the mode I fracture can be recorded. While in some cases this signal does not reflect the failure condition at the crack tip but is related to shear induced events on weak interfaces in the fracture vicinity [Rubin and Gillard, 1998], there are some evidences of recorded signal representing tensile rupture events [Majer and Doe, 1986; Šílený et al., 2009; Fischer and Guest, 2011]. In this context it is possible to estimate the radiated energy of the fracture from the recorded seismic signal. When locations are available it is also possible to compute the rupture velocity of the propagating fracture from the migration of the seismic events. With these two quantities and using Eq. (21) one can therefore obtain the strength of the formation providing an estimate of the heterogeneity of the fractured media, γ , or inversely characterize this last quantity if one instead have an estimate of G_c , for example through laboratory testing. Our results can also be implemented in such a way that ones can predict the radiated energy caused by a slowly propagating fracture. Assuming a linear relationship between the seismicity rate (i.e. the number of events per unit of time) and the average velocity ($R \propto v$) as demonstrated in [Lengliné et al., 2012], one would predict that the seismicity rate will evolve as $R \propto \eta_R^{(1/0.55)}$ which is close to a quadratic behavior. This can have implications for example when one tries to estimate the seismic activity of stimulated geothermal reservoirs.

A natural step is to extend our results to the shear crack modes (mode II and mode III). We acknowledge that, in natural conditions, most of the ruptures within the Earth stress field are best represented by shear ruptures (mode II and mode III). The equation that governs the stress field at the tip of the crack and consequently the advance of the crack front are very similar for all three modes of rupture [Gao et. al., 1991]. Indeed, the local fluctuations of the stress field at the tip of the propagating crack depends on the existing elastic interactions. The elastic kernel that describes these interactions is very similar for all rupture modes and only differs by a pre-factor. It then led to models of shear crack that have strong similarities with mode I crack [Gao et. al., 1991; Jestin

et. al, 2018].

Fundamentally, as shown from our experimental results, the integrated radiation efficiency will depend on the velocity distribution, $f(v)$ and on $g(v)$ as stated by Eq. (21). Transposing these results in terms of shear failure would imply using the appropriate form of $g(v)$ (see appendix D), and using a description of $f(v)$ for mode II or mode III ruptures. We can see that, if the corresponding mode II and mode III dependence of the radiation efficiency on rupture velocity is applied on our actual velocity distribution, the difference of the predicted radiation efficiency between the different rupture modes is negligible compared to the difference with the experimental results. (see Figure 8 and appendix D). Unfortunately there is no such distribution of $f(v)$ for natural shear ruptures, mostly because it requires instruments capable of monitoring fault movements with a high resolution and sampling frequency. While the quantitative analysis for mode II/III crack will require the detail knowledge of the rupture velocity distribution, we still point that the presence of asperities will control the shape of this distribution such that the results obtained in our mode I setup with a heterogeneous interface are conceptually similarly valid on a the more general aspect of heterogeneous slow rupture, in particular if slip is small compared to the asperity size. It therefore points on the role of the shear fracture interface properties on modulating the radiated energy of a propagating crack. Notably it implies that for a same rupture speed, a crack will tend to radiate more energy if its propagation is less homogeneous.

Conclusion

This study describes the energy partitioning for slow deformation during the mode I propagation of fracture along a heterogeneous interface. We evaluated the radiation efficiency that characterizes the proportion of the energy radiated in form of seismic waves. We explored the dependence of the radiation efficiency on the macroscopic crack front velocity in the sub-critical propagation domain. We noticed, a non-linear increase of the radiation efficiency with the average fracture front propagation velocity: $\eta_R \propto \langle v \rangle^{0.55}$. This trend is in agreement with a simple model based on the

power law distribution of the local rupture velocities. The presence of asperities on the fault surface is shown to generate differences with previously presented models that only considered propagation over a homogeneous interface.

Data and resources

All data obtained in our experiments are available at <https://cdgp.u-strasbg.fr> .

Acknowledgments

We are very grateful to Alain Steyer for his technical support. We thank L. Rivera for his detailed review of this manuscript and H. Karabulut, M. Bouchon, J.P. Ampuero and Z. Duputel for fruitful discussions. We thank M. Heap for grammatical assistance.

References

- Anderson, T. L. (2005). Fracture Mechanics : Fundamentals and Applications, 3rd Ed. CRC Press.
- Amitrano, D. (2003). Brittle-ductile transition and associated seismicity: Experimental and numerical studies and relationship with the b value. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 108(B1).
- Atkinson, B. K. (1984). Subcritical crack growth in geological materials. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 89(B6):4077–4114.
- Atkinson, B. K. (1987). Fracture Mechanics of Rock Academic Press Geology Series.
- Ben-Zion, Y. (2008). Collective behavior of earthquakes and faults: Continuum-discrete transitions, progressive evolutionary changes, and different dynamic regimes. Reviews of Geophysics, 46(4):RG4006.
- Ben-Zion, Y., and C. G. Sammis (2003). Characterization of fault zones. Pure Appl. Geophys., 160: 677– 715.

- Boler, F. M. (1990). Measurements of radiated elastic wave energy from dynamic tensile cracks. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 95(B3):2593–2607.
- Boler, F. M. and Spetzler, H. (1986). Radiated seismic energy and strain energy release in laboratory dynamic tensile fracture. Pure Appl. Geophys., 124:759–772.
- Brossman, M. W. and Kies, J. A. (1955). Energy release rates during fracturing of perforated plates. NRL Memorandum Report, 370:1–21.
- Brudy, M. and Zoback, M. (1999). Drilling-induced tensile wall-fractures: implications for determination of in-situ stress orientation and magnitude. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 36(2):191–215.
- Candela, T., Renard, F., Schmittbuhl, J., Bouchon, M., and Brodsky, E. E. (2011). Fault slip distribution and fault roughness. Geophys. J. Int., 187:959–968.
- Farin, M., Mangeney, A., De Rosny, J., Toussaint, R., Sainte-Marie, J., and Shapiro, N. M. (2016). Experimental validation of theoretical methods to estimate the energy radiated by elastic waves during an impact. J. Sound Vib., 362:176–202.
- Fialko, Y. (2007). Fracture and Frictional Mechanics - Theory, pp 95-98. Elsevier B.V.
- Fischer, T. and Guest, A. (2011). Shear and tensile earthquakes caused by fluid injection. Geophys. Res. Lett. 38(5):1–4.
- Freund, L. B. (1972). Energy flux into the tip of an extending crack in an elastic solid. J. Elasticity, pages 1–49.
- Gao, H. and Rice, J. R. and Lee, J. (1991). Penetration of a quasi-statically slipping crack into a seismogenic zone of heterogeneous fracture resistance. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 96(B13), 21535-21548.
- Geertsma, J. and De Klerk, F. (1969). A Rapid Method of Predicting Width and Extent of Hydraulically Induced Fractures. Society of Petroleum Engineers,21(12):1571–1582.

- Goodfellow, S. D., Nasser, M. H. B., Maxwell, S. C., and Young, R. P. (2015). Hydraulic fracture energy budget: Insights from the laboratory. Geophys. Res. Lett., 42:3179–3187.
- Grob, M., Schmittbuhl, J., Toussaint, R., Rivera, L., Santucci, S., and Måløy, K. J. (2009). Quake catalogs from an optical monitoring of an interfacial crack. Pure Appl. Geophys., 166:777–799.
- Gross, S. P., Fineberg, J., Marder, M., McCormick, W. D., and Swinney, H. L. (1993). Acoustic emissions from rapidly moving cracks. Phys. Rev. Lett., 71:3162–3165.
- Gudmundsson, A. (2011). Rock fractures in geological processes. Cambridge University Press.
- Gudmundsson, A., Fjeldskaar, I. and Brenner, S. L. (2002). Propagation pathways and fluid transport of hydrofractures in jointed and layered rocks in geothermal fields. J. Volcanol. Geotherm. Res., 116(3):257–278.
- Haskell, N. A. (1964). Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults. Bull. Seismol. Soc. Am., 56:125–140.
- Heap, M. J., Baud, P., Meredith, P. G., Bell, A. F. and Main, I. G. (2009). Time-dependent brittle creep in Darley Dale sandstone. J. Geophys. Res., 114(B07203):1–22.
- Hesham, A. (2003). Ultrasonic pulse echo studies of the physical properties of pmma, ps, and pvc. Polymer Plast. Tech. Eng., 42:193–205.
- Husseini, M. I. (1977). Energy balance for motion along a fault. J. Geophys. Res., 49:699-714.
- Ide, S. and Beroza, G. C. (2001b). Does apparent stress vary with earthquake size? Geophys. Res. Lett., 28:3349–3352.
- Irwin, G. R. and Kies, J. A. (1954). Critical energy rate analysis of fracture strength. Weld. J., 4763:193–198.

- Julian, B. R., Foulger, G. R., Monastero, F. C. and Bjornstad, S. (2010). Imaging hydraulic fractures in a geothermal reservoir. Geophys. Res. Lett., 37(L07305):1–5.
- Jestin, C., Lengliné, O. and Schmittbuhl, J. (2018). Mode-III interfacial crack propagation in heterogeneous media. Phys. Rev. E, 97(063004).
- Kanamori, H. (2004). The diversity of the physics of earthquakes. Proc. Jpn Acad., Series B, Phys. Biol. Sci., 80:297–316.
- Kanamori, H. and Brodsky, E. E. (2004). The physics of earthquakes. Rep. Progr. Phys., 67:1429–1496.
- Kanamori, H. and Heaton, T. H. (2000). Microscopic and macroscopic physics of earthquakes. Geophys. Monogr., 120:147–163.
- Kanamori, H. and Rivera, L. (2006). Energy partitioning during and earthquake. Geophys. Monogr., 120:147–163.
- Lawn, B. (1993). Fracture of brittle solids, Second Edition Cambridge University Press.
- Lengliné, O., Schmittbuhl, J., Elkhoury, J. E., Ampuero, J. P., Toussaint, R., and Måløy, K. J. (2011a). Downscaling of fracture energy during brittle creep experiments. J. Geophys. Res., 116:B08215–1–14.
- Lengliné, O., Toussaint, R., and Schmittbuhl, J. (2011b). Average crack-front velocity during subcritical fracture propagation in a heterogeneous medium. Phys. Rev. E, 84:036104–1–13.
- Lengliné, O., Elkhoury, J., Daniel, G., Schmittbuhl, J., Toussaint, R., Ampuero, J. P., and Bouchon, M. (2012). Interplay of seismic and aseismic deformations during earthquake swarms : An experimental approach. Earth Planet. Sci. Lett., 331-332:215–223.
- Majer, E. L. and Doe, T. W. (1986). Studying hydrofractures by high frequency seismic monitoring. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., 23(3):185–199.

- Måløy, K. and Schmittbuhl, J. (2001). Dynamical events during slow crack propagation. Phys. Rev. Lett., 87(10):105502.
- Måløy, K. J., Santucci, S., Schmittbuhl, J., and Toussaint, R. (2006). Local waiting time fluctuations along a randomly pinned crack front. Phys. Rev. Lett., 96:045501–1–4.
- Marsan, D. (2006). Can coseismic stress variability suppress seismicity shadows? Insights from a rate-and-state friction. J. Geophys. Res., 111(B06305).
- Maxwell, S. C., Rutledge, J., Jones, R. and Fehler, M. (2010). Petroleum reservoir characterization using downhole microseismic monitoring. Geophysics, 75(75A):129–137.
- Nasseri, M. H. B., Mohanty, B. and Young, R. P. (2006). Fracture toughness measurements and acoustic emission activity in brittle rocks. Pure Appl. Geophys., 163(5-6):917–945.
- Okubo, P.G. and Aki, K., (1987). Fractal geometry in the San Andreas fault system J. Geophys. Res., 92(B1):345–355.
- Ripperger, J. and Ampuero, J. P. and Mai, P. M. and Giardini, D. (2007). Earthquake source characteristics from dynamic rupture with constrained stochastic fault stress. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 112(B4).
- Rubin, A. M. (1993). Tensile Fracture of Rock at High Confining Pressure: Implications for Dike Propagation. J. Geophys. Res., 98(B9):15,919–935.
- Rubin, A. M. and Gillard, D. (1998). Dike-induced earthquakes: Theoretical considerations. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 103(B5):10017–10030.
- Schmittbuhl, J., Delaplace, A., Måløy, K. J., Perfettini, H., and Vilotte, J. P. (2003). Slow crack propagation and slip correlations. Pure Appl. Geophys., 160:961–976.
- Schmittbuhl, J., Chambon, G., Hansen, A. and Bouchon, M. (2006). Are stress distributions along faults the signature of asperity squeeze? Geophys. Res. Lett., 33(13):L13307

- Scholz, C. H. (2002). The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge University press.
- Šílený, J., Hill, D. P., Eisner, L. and Cornet, F. H. (2009). Non-double-couple mechanisms of microearthquakes induced by hydraulic fracturing. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 114(B8).
- Stormo, A., Lengliné, O., Schmittbuhl, J., and Hansen, A. (2016). Soft-clamp fiber bundle model and interfacial crack propagation: comparison using a non-linear imposed displacement. Front. Phys., 4(18).
- Tallakstad, K. T., Toussaint, R., Santucci, S., Schmittbuhl, J., and Måløy, K. J. (2011). Local dynamics of a randomly pinned crack front during creep and forced propagation: An experimental study. Phys. Rev. E, 83(4):046108.
- Turkaya, S., Toussaint, R., Eriksen, F. K., Lengliné, O., Daniel, G., Flekkøy, E. G., and Måløy, K. J. (2016). Note: Localization based on estimated source energy homogeneity. Rev. Sci. Instrum., 87(9):096101.
- Udías, A., Madariaga, R., Buforn, E., et al. (2014). Source Mechanisms of Earthquakes: Theory and Practice. Cambridge University Press.
- Venkataraman, A. and Kanamori, H. (2004). Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes. J. Geophys. Res.: Solid Earth, 109(B5).
- Yoshiyama, A. (1963). Note on earthquake energy. Bull. Earthquake Res. Inst.

APPENDIX

A - Transfer functions computation

Calibration of accelerometers has been achieved by recording the response from a common excitation source by both the accelerometers and a laser vibrometer. The laser is a CLV-2534, a Compact Laser Vibrometer produced by Polytec. This device records a velocity and its signature is known to be flat. In order to easily inspect the devices responses to a large range of frequencies, a sweep signal is sent to an excitation source. The produced vibrations are then recorded by the laser or the accelerometer. The sweep signal is a sinusoid of a constant amplitude but with a frequency increasing with time. Two kinds of sources have been employed in our calibration setups: a mechanical vibrometer pulsing from 2Hz to 18kHz (Figure A1, left), and a piezometer source used in active mode and sending signals from 1kHz to 1.25MHz (Figure A1, right). All signals were digitized by two different acquisition systems. We checked that the acquisition system does not introduce any modification of the recorded signals.

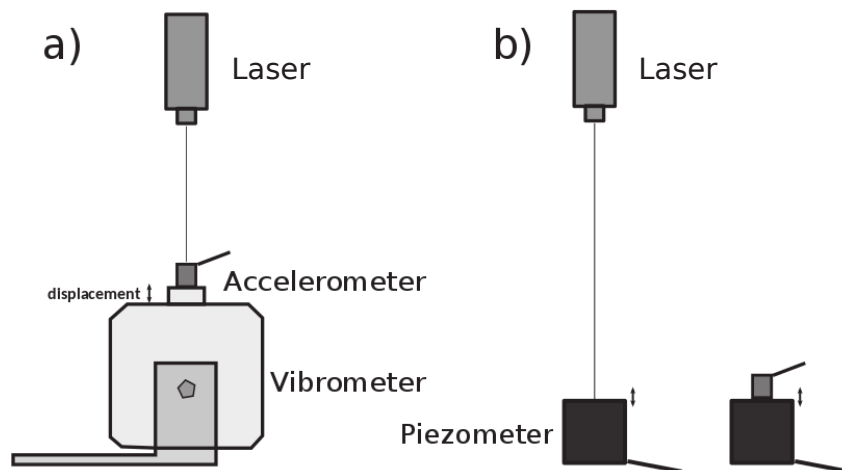


Figure A1: Calibration setups. a) represents the configuration involving the vibrometer. In this case, records of source signal are simultaneously achieved by accelerometer and laser. For b) scheme, the employed source is a piezometer. In this setup, laser and accelerometer records are done one after the other but triggered so that measures begins at the same frequency.

For all possible frequency ranges, we compute the ratio between the Fourier transform of the accelerometer and laser signals. We smooth and average our results to obtain transfer function for a bandwidth going from 2Hz to 1.25MHz. Fig. A2 shows results obtained for one-component accelerometers. This procedure enables us to assess an accurate instrumental correction.

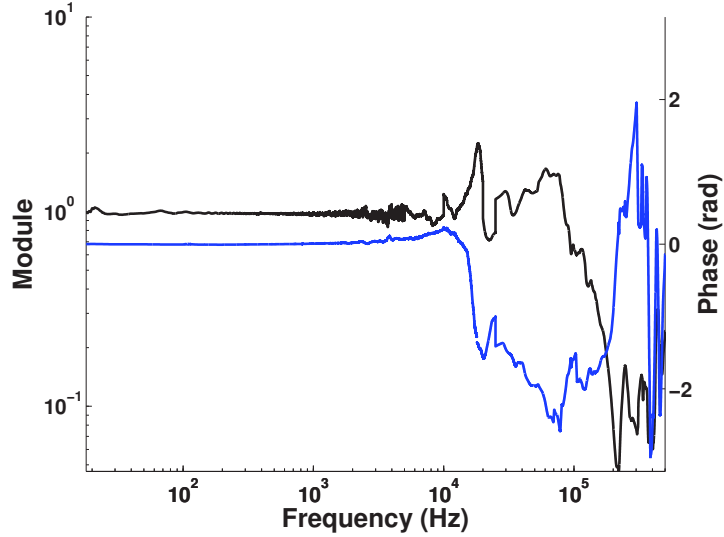


Figure A2: Calibration results for one component accelerometers. The black line corresponds to the transfer function module and the blue line represents its phase.

B - PMMA attenuation

In order to determine the anelastic attenuation in the PMMA plate in our experiments, we send a signal using a source piezometer attached to the PMMA sample. The signal is a sine pulse, which frequency varies for different tests. Receiver is placed on the other side of the plate, facing the source (see Fig. B1). Records start at the time the pulse is emitted from the source. The sampling frequency is fixed at 2.5MHz. For each experiment, we stacked 100 records in order to improve the signal to noise ratio.

We suppose that the reflection of the acoustic waves on the PMMA surface is total. Then, the decrease of the signal amplitude with time enables the computation of the attenuation coefficient

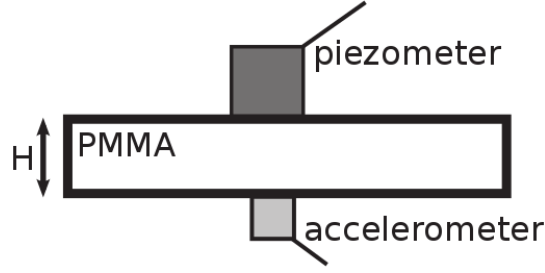


Figure B1: Experimental setup: the source (piezometer) is placed directly in front of the receiver (accelerometer). The recorded signal corresponds to the direct wave arrival and reflections on the plate surface.

(Fig. B2). We compute the envelope of the recorded signal and we extract from the envelope the ratio between maximum amplitude, A_{max} , and the amplitude at each distance, A_i . We computed the traveled distance as function of time, considering the velocity of the P-wave equal to $2700m/s$. We get the slope κ relating $Y = 20 \cdot \log(\frac{A_i}{A_{max}})$ to the distance step x_i . κ is called the attenuation factor and is expressed in term of dB/m .

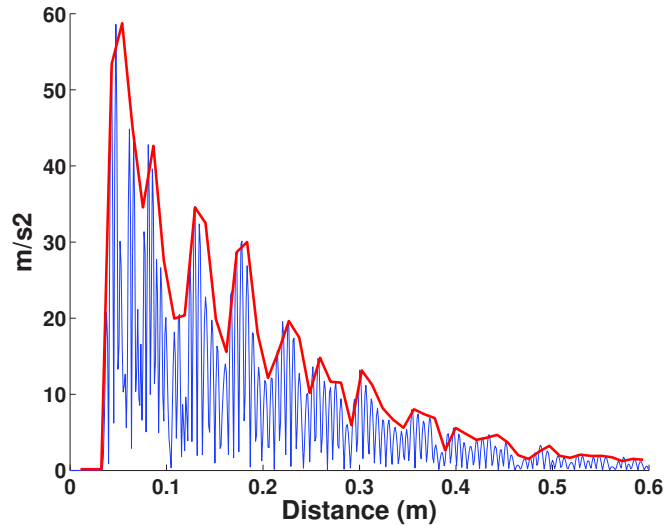


Figure B2: Example of a recorded signal for a source frequency of 250kHz. In blue are represented the absolute values of the records and in red, the envelope of this signal used for the attenuation estimations.

Experiments are done on two plate widths: a 9.8mm-plate and a 3cm-plate. The use of these two different plate widths gives similar values. Results are presented in Fig. B3. We find the relation between the attenuation coefficient κ and the source frequency f_{source} to be:

$$\kappa = a \cdot f_{source} - b, \quad (\text{B-1})$$

with $a = 1.4 \cdot 10^{-4}$ and $b = 56$.

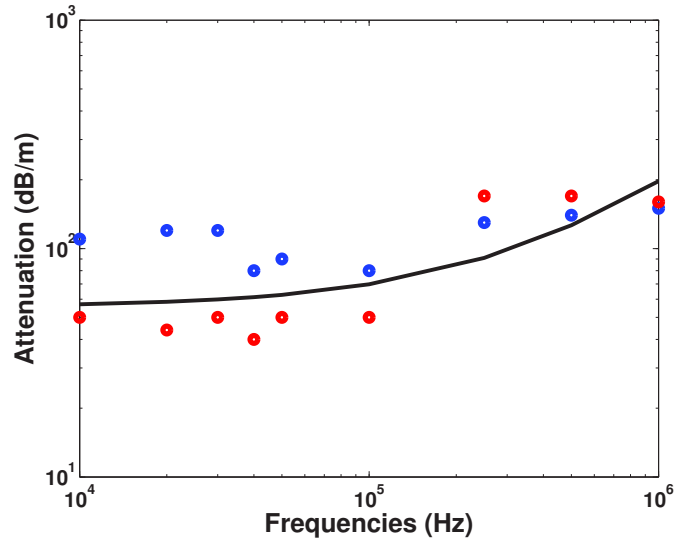


Figure B3: Computed attenuation coefficients as a function of the wave frequency. In red are represented values obtained with a 3cm-width-PMMA plate and in blue values for the 98mm-width-plate. In black is presented the best data fitting.

C - Velocity probability distribution function: from spatio-temporal to spatial domain

Following the derivation presented in [Tallakstad et al., 2011], we make the transformation from spatio-temporal to spatial expression of the map of local velocity related to the considered fracture.

Let us consider $V_t(x, t)$, the spatio-temporal map of velocity associated to the probability distribution function $P(v)$, and $V(x, y)$, the spatial map associated with the function $Q(v)$. We can write $dy = vdt$. The area in space where the front travels at speed u between v and $v + dv$ corresponds

to the total area of fracture propagation $A_{x,y}$ multiplied by the fraction of area corresponding to this velocity

$$\int_{v < u(x,y) < v+dv} dx dy = A_{x,y} R(v) dv. \quad (\text{C-1})$$

If we apply a change of variable from y to t , we can write

$$\int_{v < u(x,y) < v+dv} dx dy = \int_{v < u(x,t) < v+dv} dx v dt. \quad (\text{C-2})$$

Denoting $A_{x,t}$ the total area of the spatio-temporal map, we have

$$\int_{v < u(x,t) < v+dv} dx dt = A_{x,t} P(v) dv. \quad (\text{C-3})$$

Moreover we have $A_{x,y}/A_{x,t} = \langle v \rangle$. Thus

$$\langle v \rangle R(v) dv = P(v) v dv \quad (\text{C-4})$$

which leads to

$$R(v) = A \cdot \left(\frac{v}{\langle v \rangle} \right)^{-\gamma+1}. \quad (\text{C-5})$$

D - Impact of chosen crack mode

Various theoretical relations have been obtained for the three different modes of fracture such as

$$\eta_R = 1 - g(v) \quad (\text{D-1})$$

with

$$g(v) = 1 - \frac{v}{c_R} \quad (\text{D-2})$$

$$g(v) = \frac{1 - \frac{v}{c_R}}{\sqrt{1 - \frac{v}{\beta}}} \quad (\text{D-3})$$

$$g(v) = \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{\beta}}{1 + \frac{v}{\beta}}} \quad (\text{D-4})$$

respectively for mode I cracks, for mode II cracks and for mode III cracks [Kanamori and Rivera, 2006].

In order to better understand the differences between these three relations, we input them in equation (21) and present results associated with the different modes of crack in Figure 8. We then observe a limited impact of the loading mode on the model related to equation (21).

Mailing addresses of authors

Camille Jestin: 5, rue René Descartes 67084 STRASBOURG Cedex, FRANCE

Olivier Lengliné: 5, rue René Descartes 67084 STRASBOURG Cedex, FRANCE

Jean Schmittbuhl: 5, rue René Descartes 67084 STRASBOURG Cedex, FRANCE

Introduction

We present here table S1 detailing results of computed radiated energies for the 6 different used receivers. This table is cited in the text in the section "Corrections for non-isotropic particle motion". It enabled us to determine ϵ , the proportion of the radiated energy that is recorded on the vertical component.

We present in Figure S1 the frequency content of acoustic signal recorded both with accelerometers and PICO sensors. This Figure is cited in the text in the section "Frequency content of acoustic signal and asperity interactions".

In Figure S2 is represented the decomposition of our radiation efficiency on small time steps of 0.8s rather than on the whole experiment. This Figure is cited in the section 3.3, "Radiation efficiency".

Experiment	$E_R^{X_0}(J)$	$E_R^{Y_0}(J)$	$E_R^{Z_0}(J)$	$E_R^{Z_1}(J)$	$E_R^{Z_2}(J)$	$E_R^{Z_3}(J)$
1	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$	$2.4 \cdot 10^{-7}$
2	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-6}$	$8.6 \cdot 10^{-7}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$
3	$6.9 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$6.2 \cdot 10^{-4}$	$5.7 \cdot 10^{-5}$
4	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$5.2 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
5	$1.9 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$	$9.5 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$
6	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-7}$	$3.6 \cdot 10^{-7}$	$2.0 \cdot 10^{-7}$
7	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$
8	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$7.5 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
9	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-7}$	$4.2 \cdot 10^{-7}$	$5.0 \cdot 10^{-7}$
10	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$3.8 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$1.3 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$
11		$4.7 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$			
12		$2.8 \cdot 10^{-6}$	$4.8 \cdot 10^{-6}$			
13	$4.9 \cdot 10^{-5}$		$1.8 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-7}$	$7.8 \cdot 10^{-7}$	$4.1 \cdot 10^{-7}$
14					$1.7 \cdot 10^{-10}$	
15					$7.1 \cdot 10^{-10}$	
16					$2.9 \cdot 10^{-9}$	
17	$7.5 \cdot 10^{-6}$		$1.4 \cdot 10^{-6}$	$5.7 \cdot 10^{-7}$	$6.6 \cdot 10^{-7}$	$4.3 \cdot 10^{-7}$

Table S1. Radiated energy measured from the various components of the 3 components accelerometer (X_0 , Y_0 and Z_0) and for the three one component accelerometers Z_1 , Z_2 and Z_3 .

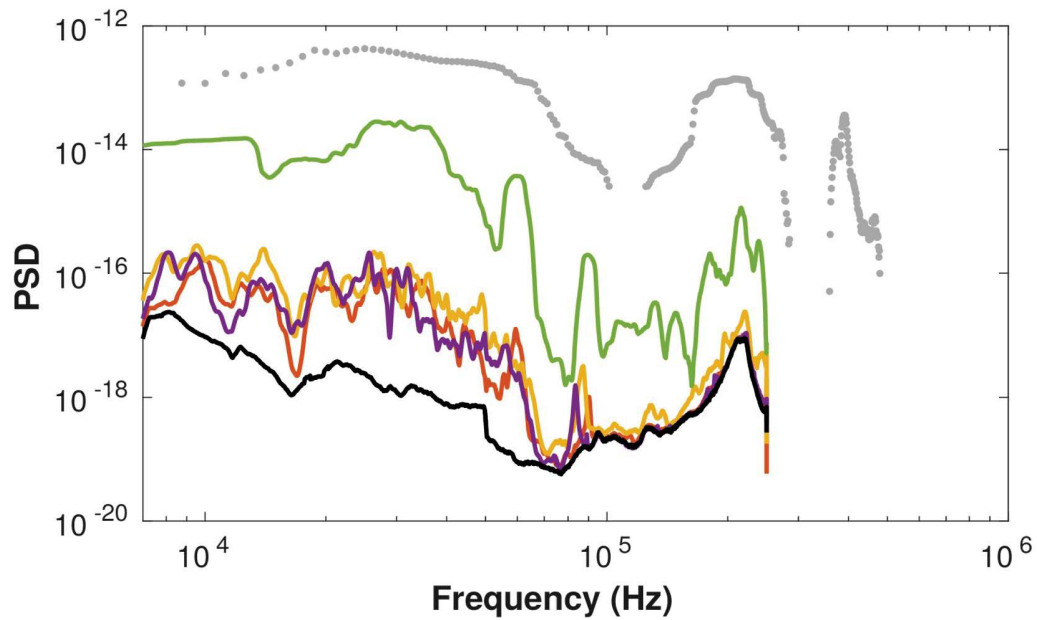


Figure S1. Power Spectral Density (PSD) spectra of the 20s long velocity records during the experiment displayed in Fig. 6. The blue, yellow and orange curves correspond each to a different accelerometers. The thick black curve denotes the noise PSD computed over a period with no acoustic emissions. The green curve represents the PSD of the single large event that occurred at around 5s during this experiment. In gray is represented the spectrum of a big event recorded both by an accelerometer and a PICO sensor. In this figure, power spectra are computed from data expressed in velocity, corrected from the instrumental response.

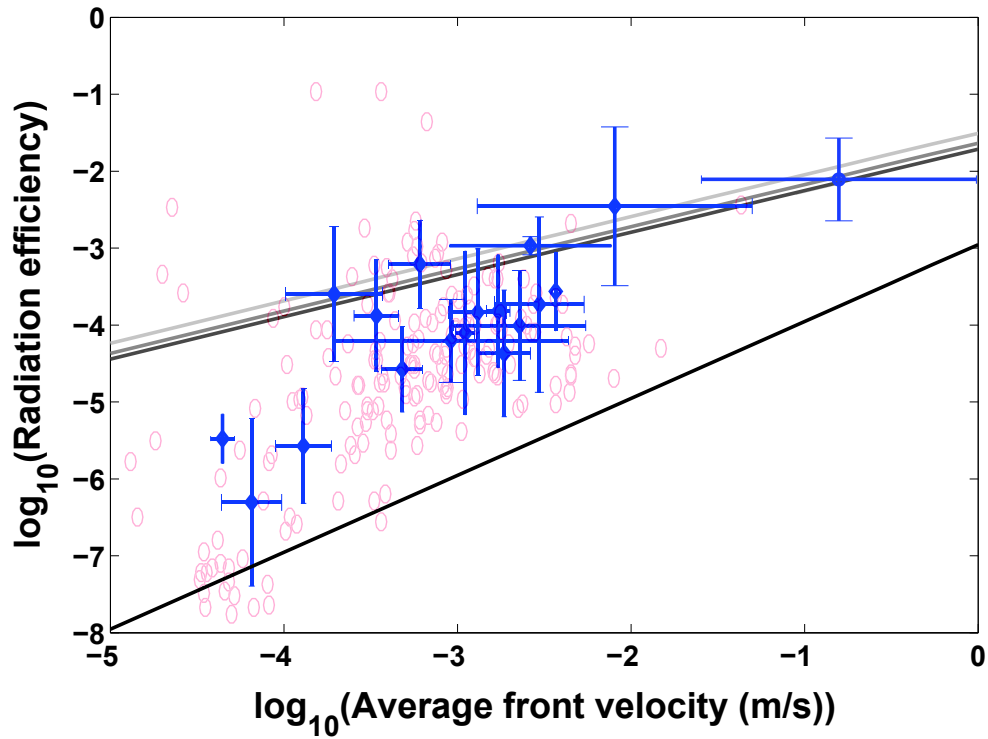


Figure S2. Superimposition of results presented in Figure 8 and results obtained from the decomposition of our radiation efficiency on small time steps of 0.8s (red circles) rather than on the whole experiment (blue).

3.2 Conclusions

3.2.1 Rôle des aspérités dans les processus de rupture

a) Effets de la présence d'aspérités sur l'efficacité de radiation

Lors de cette étude, nous nous serons intéressés à la description du partitionnement de l'énergie lors de déformations lentes durant la propagation d'une fracture en mode I le long d'une interface hétérogène. Nous aurons démontré la dépendance positive existant entre efficacité de radiation, caractérisant la proportion d'énergie radiée sismiquement, et la vitesse de rupture, $\langle v \rangle$ en domaine de propagation sous-critique. Ainsi l'efficacité de radiation, η_R , semble suivre une loi de puissance : $\eta_R \propto \langle v \rangle^{0.55}$. Cette tendance apparaît être en accord avec un modèle de distribution en loi de puissance des vitesses locales de fracture caractéristique des processus de blocage et déblocage du front de rupture au niveau des hétérogénéités de l'interface. Ainsi, la présence d'aspérités sur la surface de rupture engendrerait des différences par rapport aux modèles précédemment proposés ne considérant seulement que la propagation d'une rupture le long d'une interface homogène.

b) Contenu fréquentiel du signal acoustique et interactions entre aspérités

Durant une expérience, nous constatons qu'une multitude d'émissions acoustiques est enregistrée. Ces événements résultent d'avancées locales du front de fracture causées par l'augmentation de la contrainte locale au voisinage d'aspérités. Le signal enregistré est alors représentatif de la dynamique associée à la propagation lente de la rupture. Ainsi, des événements d'amplitudes variées peuvent être observés durant chaque expérience (Figure 7 du manuscrit). Le spectre de puissance des signaux acoustiques enregistrés par les accéléromètres révèlent que la plupart de l'énergie des événements est située au dessous de 100kHz (Figure 3.1). Dans cette bande de fréquence, le rapport signal sur bruit est élevé, à la fois si l'on considère une fenêtre de temps contenant de nombreux événements ou une fenêtre centrée sur un seul épisode. Cependant, si nous nous intéressons maintenant au contenu fréquentiel d'un événement de large amplitude, isolé du reste du signal, nous constatons une excitation de fréquences plus élevées. En effet, la figure 3.1 révèle, pour un événement isolé, une amplitude plus importante du spectre autour de 200kHz. Le spectrogramme présenté dans la figure 7 du manuscrit confirme la complexité des formes d'ondes produites par la propagation de la rupture et met en évidence comment l'interaction entre aspérités peut mener à l'émergence d'un signal à l'échelle globale. En effet, la présence d'un grand nombre d'événements acoustiques au cours de l'expérience crée une excitation continue de la bande de fréquence 8kHz-100kHz (bande blanche horizontale sur le spectrogramme de la figure 7 du manuscrit). Cette excitation apparente résulte de ruptures rapides et répétitives à petite échelle au niveau des aspérités introduites sur l'interface de fracture. Seuls les plus grands événements peuvent produire une excitation au dessus du niveau de bruit à plus haute fréquence.

De plus, afin d'avoir une meilleure estimation des bandes de fréquences excitées par les processus de blocage et déblocage du front de fracture, une expérience a été conduite utilisant à la fois des capteurs PICO (Physical Acoustic) et des accéléromètres pour l'enregistrement des signaux acoustiques émis lors de la rupture. La combinaison de ces deux

instruments, possédant chacun deux sensibilités fréquentielles différentes, permet un bon recouvrement de la gamme de fréquences pouvant être excitée durant une expérience. En effet, alors que la sensibilité des accéléromètres décroît après 100kHz, celle des capteurs PICO est maximale autour de 500kHz. Nous sommes ainsi capables, à l'aide des capteurs PICO, d'observer le comportement haute fréquence des émissions acoustiques. Nous choisissons d'étudier ici un événement de forte amplitude. Les données ont été déconvoluées de la réponse instrumentale. Nous considérons les bandes de fréquence pour lesquelles le rapport signal sur bruit dépasse un certain seuil (figure 3.2). Nous notons ainsi que cet événement de forte amplitude présente une part énergétique autour de 500kHz. Ainsi, à petite échelle, chaque rupture isolée peut produire un signal apparent à hautes fréquences, signal pouvant être associé aux avancées locales du front de fracture. La somme de ces signaux correspondant à la rupture d'une multitude d'aspérités donne naissance à un signal plus basse fréquence contenant la quasi-totalité de l'énergie. Ces observations indiquent comment un processus collectif de fractures au niveau de petites aspérités peut mener à un phénomène global quand ces ruptures sont observées sur une plus longue fenêtre de temps.

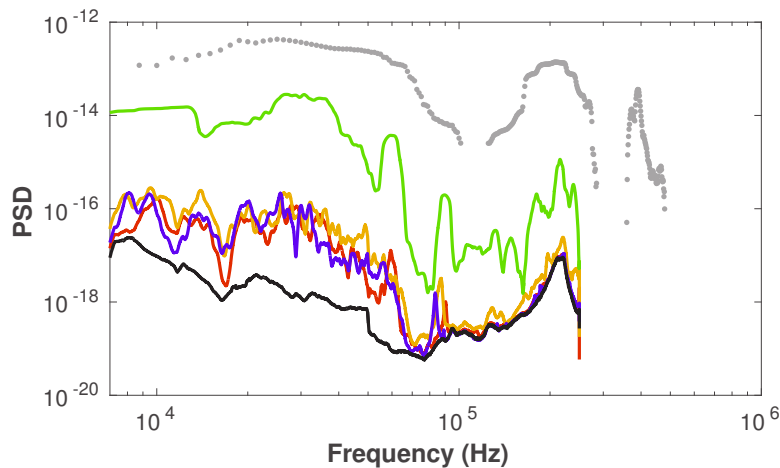


FIGURE 3.1 – Spectre de puissance (ou "Power Spectral Density", PSD) des signaux acoustiques enregistrés durant l'expérience présentée dans la figure 7 du manuscrit "Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface". Les courbes violette, jaune et orange correspondent chacune au signal enregistré par des accéléromètres une composante. La courbe noire représente le spectre de bruit estimé sur une période sans émissions acoustiques. La courbe verte correspond au spectre d'un événement acoustique isolé. Enfin, en gris est représenté le spectre du même grand événement enregistré simultanément à l'aide d'un capteur PICO et d'un accéléromètre une composante. Les bandes de fréquences utilisées pour cette courbe sont celles pour lesquelles le rapport signal sur bruit dépasse une valeur seuil (Figure 3.2).

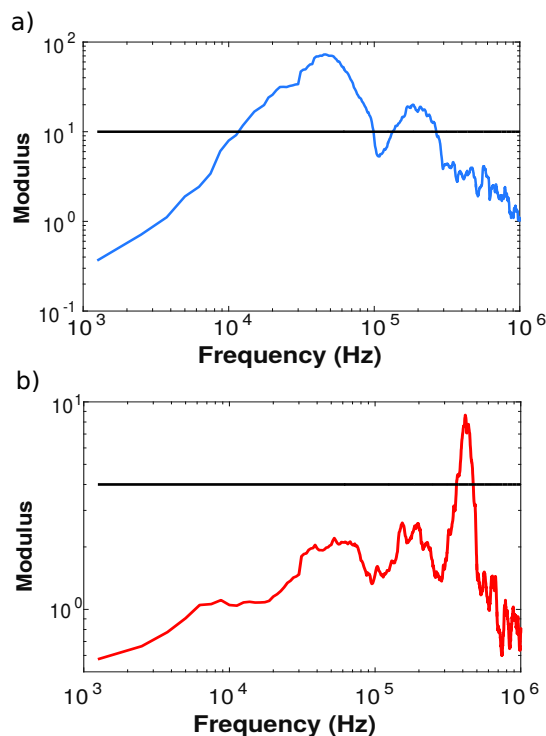


FIGURE 3.2 – Rapport des spectres signal sur bruit pour un enregistrement d’un grand événement effectué à l’aide a) d’un accéléromètre et b) d’un capteur PICO. Les lignes noires correspondent aux valeurs seuil choisies pour sélectionner les données de la courbe grise de la Figure 3.1.

3.2.2 Vers un lien avec la sismologie

Notre étude s’inscrit dans une volonté de mieux comprendre quels paramètres contrôlent l’activité sismique engendrée par la propagation d’une fracture. Nous mettons ici en lumière le rôle des aspérités sur la portion d’énergie radiée sous forme d’ondes sismiques durant la propagation d’une fracture en mode I. Les processus de rupture sont nombreux au sein de la Terre et se retrouvent dans une grande variété de contextes géologiques. Les ruptures en mode I sont notamment observées dans des environnements divers. Les fractures en tension peuvent, en effet, être rencontrées comme le résultat d’injections hydrauliques [Gudmundsson, 2011]. De telles ruptures sont rapportées lors d’opérations d’origine anthropique pour l’exploitation de réservoirs par une stimulation de la perméabilité régionale [Maxwell, 2010]. La propagation de ces fractures peut aussi être observée en contexte volcanique, lors de la propagation de dykes [Rubin, 1993], ou encore comme le résultat de circulation de fluides au sein d’une zone de faille [Gundmundsson2002, 2002]. Les ruptures en mode I sont ainsi étudiées à l’aide d’études expérimentales de fracturation de roches [Atkinson, 1984] pendant lesquelles un signal sismique peut être enregistré durant la propagation de la fracture. Dans certains cas, ces signaux peuvent être associés non pas à la propagation directe de la fissure, mais à des glissements se produisant au voisinage de la fracture [Rubin et al., 1998]. D’autres études ont pu démontrer que l’émis-

sion d'ondes sismiques pouvait être associée à des ruptures en mode I [Majer and Doe, 1986, Fischer and Guest, 2011]. Dans ce contexte, il est possible d'estimer l'efficacité de radiation à partir du signal sismique enregistré. Lorsque la localisation des événements sismiques est possible, nous pouvons estimer la vitesse de rupture à partir de la vitesse de migration de la sismicité. Avec ces deux quantités et par l'utilisation de l'équation (1.21), nous pouvons obtenir une estimation de l'hétérogénéité du milieu fracturé, γ , ou inversement caractériser ce paramètre par l'estimation du taux critique G_c , notamment à l'aide de tests en laboratoire. D'autre part, nos résultats peuvent aussi servir à la prédiction de l'énergie radiée par une fracture lente. En effet, en supposant une relation linéaire entre le taux de sismicité et la vitesse moyenne de rupture ($R \propto v$) comme explicitée dans [Lengliné et al., 2012], nous pouvons en déduire que $R \propto \eta_R^{1/0.55}$, relation proche d'un comportement quadratique. Cette estimation peut ainsi être utilisée, par exemple, pour l'estimation de l'activité sismique lors de la stimulation de réservoirs géothermiques. Il est à noter que, pour le dispositif expérimental mis en jeu pour notre étude du partitionnement de l'énergie, la vitesse de rupture est contrôlée et indépendante de l'état de rugosité initial de l'interface de fracture. Or, dans la nature, vitesses de rupture et hétérogénéités sur le plan de faille ne sont probablement pas indépendants. Il conviendrait donc de prendre en compte cette dépendance lors de l'analyse du budget énergétique associé à la propagation d'une rupture.

De plus, en contexte naturel, la plupart des ruptures au sein de la Terre est associée à des fractures se propageant en cisaillement, en modes II et/ou III. Il semble donc naturel d'étendre notre étude à de telles ruptures. Les équations gouvernant le champ de contrainte au niveau du front de fracture sont très similaires pour les trois modes de rupture [Gao et al., 1991]. Les fluctuations de ce champ de contrainte dépendent, en effet, des interactions élastiques ayant cours dans le milieu de propagation de la fracture. De telles interactions sont associées au caractère non homogène de l'interface de rupture. Les facteurs d'intensité de contrainte décrivant ces interactions sont très similaires pour tous les modes de rupture et diffèrent seulement d'un pré-facteur :

$$K(x) = K^0[a(x)] \left(1 + \frac{M_\alpha}{2\pi} \text{PV} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da(x')/dx'}{x' - x} dx' \right) \quad (3.1)$$

avec $a(x)$, le front de fracture courbé par la présence d'hétérogénéités sur l'interface de fracture, a_0 , le front de fracture rectiligne de référence, et M_α , les constantes

$$M_I = 1, \quad (3.2)$$

$$M_{II} = \frac{2 - 3\nu}{2 - \nu}, \quad (3.3)$$

$$M_{III} = \frac{2 + \nu}{2 - \nu} \quad (3.4)$$

où PV correspond à la valeur principale au sens de Cauchy et ν , au rapport de Poisson du matériau considéré. Ainsi, les modèles de ruptures en cisaillement partagent de grands points communs avec les ruptures en mode I.

Comme il a été démontré durant nos expériences, l'efficacité de radiation dépend de la

distribution des vitesses locales, $f(v)$ et de la fonction $g(v)$ décrivant le lien entre efficacité de radiation et vitesse de rupture pour un milieu homogène (eq (1.21)). Transposer ce résultat pour des fissures en cisaillement implique l'utilisation de la forme appropriée de $g(v)$ donnée par les équations (3.2-3.4) et des descriptions de fonction de densité de probabilité de vitesses adaptée aux ruptures en modes II et III. Si nous appliquons les fonctions $g(v)$ à l'équation (1.21), avec l'hypothèse que la distribution de vitesses locales est la même pour les modes II et III que pour le mode I, nous obtenons les courbes grises représentées sur la figure 8 du manuscrit "Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface". Nous observons que les différences entre ces résultats peuvent être négligeables en comparaison des résultats obtenus lors de nos expériences. Même si l'analyse précise des ruptures en mode II/III nécessiterait une connaissance détaillée de la distribution des vitesses de rupture, nous constatons que la présence d'aspérités sur l'interface de rupture contrôlera la forme de la distribution de sorte que les résultats obtenus pour le mode I sont conceptuellement valides pour l'étude plus générale de ruptures lentes en milieux hétérogènes. Ainsi, les propriétés géométriques de l'interface de rupture, que celle-ci soit en ouverture ou en cisaillement, semblent régir la proportion d'énergie sismique radiée lors de la propagation de la fracture.

Enfin, nous pouvons nous intéresser à des études de terrain considérant des ruptures lentes assez bien documentées pour permettre le calcul l'efficacité sismique associée à l'événement. Nous faisons l'hypothèse que, durant des épisodes lents transitoires coïncidant avec des événements sismiques, le plan de faille peut être décomposé en deux types de régions. Le premier type est composé d'aspérités sismiques relâchant de l'énergie sous forme d'ondes sismiques. Nous faisons l'approximation que, sur ces aspérités, l'efficacité de radiation est égale à $\eta_R = 1$. Dans ce cas, toute l'énergie disponible est convertie en énergie sismique. Nous pouvons alors écrire

$$E_R = \frac{1}{2}(\sigma_0 - \sigma_1)D^{seis}S^{seis} \quad (3.5)$$

$$= \frac{1}{2\mu}(\sigma_0 - \sigma_1)M_0^{seis} \quad (3.6)$$

avec D^{seis} , S^{seis} et M_0^{seis} , respectivement, le glissement, la surface et le moment sismique. Au niveau du second type de région, nous considérons que la rupture est quasi-statique, sans émission d'ondes sismiques. Alors, nous estimons que l'énergie disponible est consommée en énergie de fracture, E_G et que $\eta_R = 0$:

$$E_G = \frac{1}{2}(\sigma_0 - \sigma_1)D^{aseis}S^{aseis} \quad (3.7)$$

$$= \frac{1}{2\mu}(\sigma_0 - \sigma_1)M_0^{aseis} \quad (3.8)$$

avec D^{aseis} , S^{aseis} et M_0^{aseis} , respectivement, le glissements, surface et moment asismique sur toutes les aspérités sismiques. Si nous supposons que chaque point sur la surface de faille soumis au glissement expérimente la même chute de contrainte et que le module de cisaillement, μ , est le même pour les régions sismiques et asismiques, alors nous pouvons

noter :

$$\eta_R \sim \frac{M_0^{seis}}{M_0^{seis} + M_0^{aseis}}. \quad (3.9)$$

Si, finalement, nous supposons que le moments sismique est bien plus faible que le moment géodétique et en suivant la conversion de la magnitude de moment donnée dans [Kanamori, 1977], nous obtenons :

$$\eta_R = 10^{1.5(M_w^{seis} - M_w^{aseis})}. \quad (3.10)$$

Nous considérons deux cas d'épisodes transitoires lents observés sur Terre et les comparons à nos résultats expérimentaux. Tout d'abord, nous nous intéressons au cas de l'essai sismique enregistré en 2005 au niveau des Buttes Obsidiennes, au Sud de la Californie, et notamment étudié par [Lohman and McGuire, 2007]. La magnitude de moment sismique totale pour cet épisode a été trouvée égale à $M_w^{seis} = 5.3$ et la magnitude de moment asismique à $M_w^{aseis} = 5.75$. Nous en déduisons donc que l'efficacité sismique est environ égale à 0.2. La vitesse de rupture ce cet événement grande échelle peut être estimée comme proche de la migration de sismicité, de l'ordre de 0.5km/h. Si nous nous intéressons maintenant au cas des Cascades, nous pouvons estimer le moment sismique comme la somme d'énergie relâchée sous forme de tremors. Cette valeur est comparée au moment géodétique associé à la propagation de cette rupture lente. Les valeurs rapportées démontrent que l'efficacité de radiation peut être estimée à environ 10^{-3} et que la vitesse de migration de la sismicité est de l'ordre de 7km/jour [Kao et al., 2010]. Ces deux événements sont représentés dans la figure 3.3. Nous notons que, malgré leur vitesse de rupture similaire, les efficacités de radiation estimées pour ces deux événements sont très différentes : les résultats obtenus au niveau des Buttes Obsidiennes sont plus élevés. Ceci pourrait impliquer que la distribution de vitesse sur cette surface de faille est plus variable que celle de la zone de subduction des Cascades et que celle de notre montage expérimental.

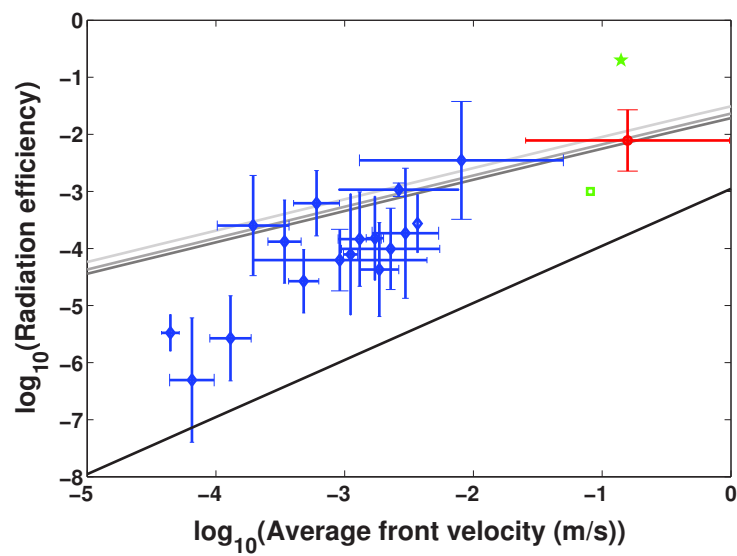


FIGURE 3.3 – Efficacité de radiation, η_R , en fonction de la vitesse moyenne de propagation du front de fracture. Les losanges bleus et rouges représentent les résultats obtenus à partir de nos expériences. En vert sont représentés les valeurs d'efficacité estimées pour les deux cas d'étude de terrain : l'étoile correspond à l'essai de sismicité observé au niveau des Buttes Obsidiennes californiennes et le carré, aux tremors de la région des Cascades.

Étude de la propagation d'un front en mode III

L'étude du partitionnement de l'énergie présentée dans le chapitre précédent concerne la propagation d'une rupture en mode I. Or, en contexte naturel, la plupart des ruptures observées sur Terre sont associées à des ruptures se propageant en cisaillement, en mode II et III. L'extension de notre étude à d'autres modes de rupture semble donc intéressante pour l'application de nos résultats expérimentaux aux observations de terrain. Comme présentées dans la section 3.2.2, des études théoriques des facteurs d'intensité de contrainte, décrivant les interactions élastiques ayant lieu dans le milieu de propagation de la fracture, ont démontré que ces facteurs sont très similaires pour tous les modes de rupture et diffèrent seulement d'un pré-facteur. Afin de vérifier ce postulat, nous nous sommes proposés d'étudier, à l'aide de notre montage expérimental, la propagation d'une fracture en mode III.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons ainsi aux propriétés morphologiques et dynamiques d'une fracture se propageant en mode III le long d'une interface hétérogène. Pour ce faire, nous utilisons le montage expérimental présenté dans le chapitre 2 modifié de telle sorte que l'axe de chargement ne soit, non plus normal, mais parallèle à l'interface de fracture. L'évolution du front de fracture est suivi à l'aide d'une instrumentation optique de divers types (appareil photo Nikon D800, microscope, caméra rapide). La caractérisation de la morphologie du front se fait à la fois à l'échelle globale du front de fracture et à petite échelle, par la caractérisation de l'exposant de rugosité, ζ . L'estimation de cet exposant de rugosité se fait à l'aide de deux méthodes :

1. la méthode de Fourier reposant sur l'analyse spectrale du front corrigé de la tendance grande échelle. Nous obtenons une relation entre spectre de Fourier du front, $P(k)$ (avec k , la longueur d'onde) et exposant de rugosité, ζ , suivant la loi de puissance $P(k) \propto k^{-1-2\zeta}$;
2. la méthode de coefficients d'ondelette moyennés, pour laquelle nous observons qu'une loi de puissance relie coefficients d'ondelette moyennés, $W[h](b)$, à ζ : $W[h](b) \propto b^{1/2+\zeta}$.

Une autre partie de ce travail se tourne sur l'analyse de la dynamique du front de fracture par l'estimation des exposant dynamique, distribution de vitesses locales de rupture, corrélations temporelles et spatiales des vitesses locales et distribution des tailles d'avalanches (taille des événements optiques).

Nous comparons nos résultats obtenus pour un chargement en mode III aux observations faites pour la propagation d'une rupture en mode I.

4.1 Article : "Mode-III interfacial crack in heterogeneous media"

Article publié dans Physical Review E.

Mode-III interfacial crack propagation in heterogeneous media

Camille Jestin,* Olivier Lengliné, and Jean Schmittbuhl

EOST-IPGS, Université de Strasbourg/CNRS, Strasbourg, France

(Dated: April 18, 2019)

Abstract

We monitor optically the propagation of a slow interfacial mode III crack along an heterogeneous weak interface and compare it to mode I loading. Pinning and depinning of the front on local toughness asperities within the process zone is the main mechanism for fracture roughening. Geometrical properties of the fracture fronts are derived in the framework of self-affine scale-invariance and Family-Viscek scaling. We characterize the small and large scale roughness exponents, $\zeta_- = 0.6$ and $\zeta_+ = 0.35$, the growth exponent at large scale $\beta_+ = 0.58$ and the power law exponent of the local velocity distribution of the fracture fronts: $\eta = 2.55$. All these analyzed properties are similar to those previously observed for mode I interfacial fractures. We also observe a common power law decay of the probability distribution function of avalanches area. We finally observe that amplitude of front fluctuations, local rupture velocity correlation in time and larger size of events highlight more dynamically unstable behaviour of mode III crack ruptures.

* camille.jestin@unistra.fr

I. INTRODUCTION

Understanding the behavior of crack propagation in heterogeneous materials is of paramount importance both for practical application (e.g. designing more resistant structures [1]) and for its implication in numerous natural science systems (e.g. rock fracture mechanics [2]). Because of this broad repercussion, this topic has attracted considerable interest from the scientific community [3–7]. However, unearthing insights into the local dynamics of the propagating crack remains challenging since direct detailed observations of the running crack are generally not feasible. Most of the time, the fracture evolution is tracked indirectly from remote signals (e.g. acoustic emissions [8–10]). In other instances, the crack analysis is performed through post-mortem studies, i.e. once the fracture has extended over the full length of the sample [11–14]. Numerous numerical approaches have also been proposed to model the evolving rupture front [15–19]. However, because of the long-range elastic interactions that are occurring along the crack tip, and the very wide time-scale range (from dynamic rupture processes to long relaxation time scales related to creep processes), numerical simulations require very intensive computation that are not always possible without some significant simplifications.

Some advances about crack propagation in heterogeneous materials have been achieved from experimental setups allowing the direct observation of the crack front growth [12, 20, 21]. Such setups typically use transparent materials with a weak interface. When the toughness of the interface is much lower than the bulk resistance of the material, an interfacial crack develops over the sample length. This allows the tracking of the location and the geometry of the fracture front from the optical contrast between the attached materials and the open fracture. It is then possible to observe the evolution of quasi-static [6, 22, 23] or dynamic [24, 25] crack propagation. In mode I experiments, the fracture propagates along a plane perpendicular to the applied tensile stress which causes the opening of the two crack surfaces [6]. For these experiments it was found that the crack front has a self-affine scaling invariance with a roughness exponent ζ equal to $\zeta_- = 0.6$ at small scale and a transition to $\zeta_+ = 0.35$ at large scale [26]. This scaling of the front geometry was observed to be independent of the crack front velocity and of the sample surface roughness [20, 26]. The dynamic scaling of the fracture fronts that describes the growth of the roughness has been shown to be consistent with a Family-Vicsek scaling [23, 27, 28]. Another robust property

of slowly propagating mode I crack along heterogeneous interfaces is the distribution of the local velocity of the fracture front. It was shown that, under constant loading velocity, the local velocity fluctuations well obey a power-law distribution above the mean front speed [19, 23, 29].

There are very few reports of the observation of local front advances of interfacial crack in heterogeneous media subjected to shear loading modes. This is notably the case for mode III cracks, or anti-plane shear cracks where the loading force acts in the plane of the crack propagation but perpendicular to the fracture front propagation direction [6, 30]. While it was assumed that all results obtained for mode I crack can be applied to shear crack mode, such an hypothesis was mostly based on theoretical arguments and was never experimentally checked [31]. Here we report observations of the local propagation of an interfacial crack under mode I and III loading. The comparison of some relevant features between the two loading modes show that the microscopical description of both rupture modes are indistinguishable while some differences exist at the macro-scale. These observations therefore suggest that the physical process responsible for such features is not dependent on the rupture mode. We focus our observations on the comparisons of the microscopic properties of the crack front propagating in both rupture modes.

II. METHOD

A. Experimental setup

We follow the same procedure as presented in previous experimental works that led to the observations of interfacial crack mode I features [15, 26, 31]. The main aspects of the experimental setup are summarized below (for more details, the reader could refer to [20]). We use two transparent polymethylmethacrylate (PMMA) plates of dimension $21 \times 11 \times 0.9 \text{ cm}^3$ and $23 \times 2.5 \times 0.5 \text{ cm}^3$ and Young modulus, $E = 3.2 \text{ GPa}$. One of the faces of the narrow plate is sand blasted using glass beads of diameter $\phi \in [180; 300] \mu\text{m}$. We then clean the plate to remove any residual glass beads remaining in the surface. The two plates are assembled by placing the blasted surface of the narrow plate such that it faces the large plate, applying a normal load on the assembly and placing it in an oven at 190°C for 45 minutes in order to anneal the plates. This annealing creates a weak cohesive interface with asperities introduced

by the sand blasting process. The interface then presents toughness variations, with local fracture energy fluctuating from 18 to 395 J/m² [20], but its strength remains lower than the bulk of the material imposing the crack front path to propagate in a plane, *i.e.* interfacial crack. The wide plate of the sample is then screwed in an aluminium frame as presented in Fig. 1.

Two different motorised translation stages are used in order to apply a mechanical load to the narrow plate. On one hand, a rolling cylinder applies a force in the z-axis at the edge of the narrow plate causing a mode I crack front propagation. The rolling cylinder has a low friction coefficient therefore limiting the mode II (shear in a direction normal to the fracture front) loading contribution in the present configuration. Because of the current geometry of the experimental setup there still exists a component of mode II loading under such circumstances although this contribution is small compared to the mode I loading [21]. On the other hand, for mode III loading experiments, we use a different translation stage which moves along the x-direction. The translation stage is connected to a steel cylinder with a metal bead at its extremity. The metal bead is in contact with the side of the narrow plate at its loose end which then moves along the x-direction (Figure 1). In each experiment the loading point displacement is moving at a constant low speed (on the order of 0.1mm/s). Both loading modes cause the crack front to advance in a plane in the direction of positive y . We monitor the crack position during its propagation using a camera NikonTMD800. The camera records the advance of the crack front over a typical propagation distance of 1 cm for each experiment at a rate of 2.5 frames per second (fps) and at a resolution of 4800x3200pxl. In order to obtain a higher time resolution for some experiments we also use a high speed video camera at 800 fps but with a reduced spatial resolution of 800x600pxl. After the crack front propagates in the y direction, we stop the displacement of the loading point, and move it back to its initial position such that no loading is applied at the end of the experiment. In order to obtain a high spatial resolution of the crack front morphology we take pictures of it while at rest. This is achieved by mounting the NikonTMD800 camera on an optical microscope. Each acquired picture in this configuration has a dimension of 4800x3200pxl. The microscope and the camera are set on a translation stage that can be moved in order to take neighboring pictures. We take up to 20 adjacent pictures (with some recovery) to obtain a full view of the crack front leading up to a final picture size of 22500x8000pxl and to a resolution of 0.8 $\mu\text{m}/\text{pxl}$ (Figure 2). The next experiment starts at the location where

the previous rupture stopped and so on until the fracture front reaches the extremity of the plate. All experiments have been conducted at room temperature on five different narrow plates, to be sure of the reproducibility of our results. On some occasions we also apply on successive experiments a different loading mode to the same narrow plate in order to guarantee that the observed variations of the crack front that we could observe between mode I loading and mode III loading are actually caused by the loading and not by the sample preparation.

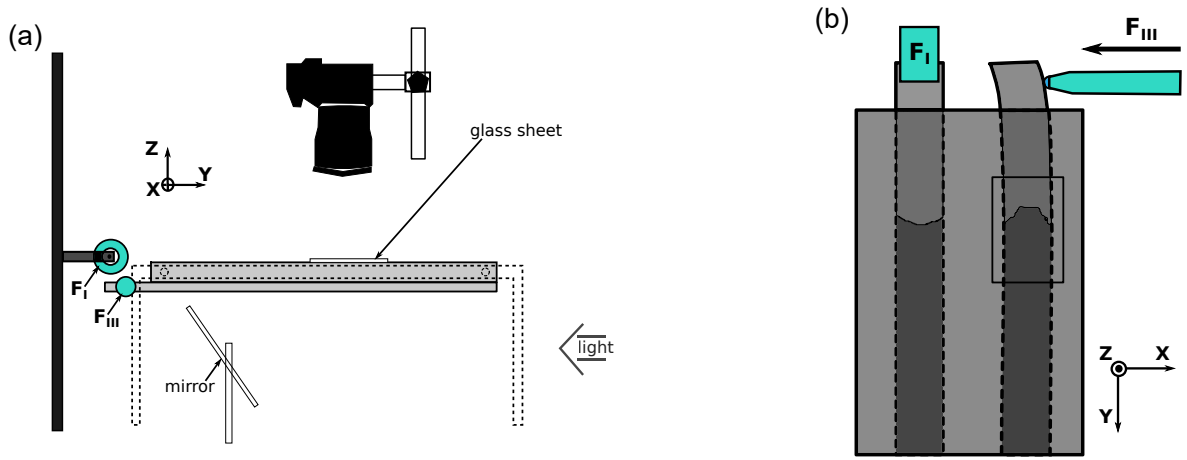


FIG. 1. Experimental setup: (a) side view and (b) top view. F_I and F_{III} correspond respectively to the mode I and mode III loading forces applied to the narrow plate.

B. Acquisition and image processing

Extraction of front position is achieved by an image processing algorithm consisting of binarizing the crack front pictures so we can differentiate the broken and unbroken parts of the sample. This differentiation is possible because light is transmitted coherently in the cohesive zone while scattered incoherently in the broken part. We use two different methods for the crack front extraction. On the one hand, when crack position is recorded during the crack advance, we proceed with the computation of the difference between grayscale maps of each picture and of the first picture recorded in the experiment. This step enables us to remove any possible permanent artifacts which can appear in our sample. Then, gray figures are converted in black and white using a gray level threshold. We then compute the transition from white to black for each line along the x direction. Finally, we obtain $a(x)$ as

the continuous feature marking the transition between the two areas of the pictures. On the other hand, for the high resolution images of the crack front recorded with the microscope and corresponding to the gathering of several pictures, computing picture difference is not possible. In this case, we performed the same processing as described above but without the step of subtracting a reference picture.

III. RESULTS

In the present section, we report on our observations of the fracture front behavior in terms of space and time properties both at large and small scales. We focus our analysis on the possible differences between mode III and mode I loading using mode I as a reference since it has been well examined in previous studies [15, 22, 23].

A. Self-affinity of the fracture front geometry

We estimate the properties of the front geometry by analyzing 3674 pictures of fronts propagating in mode III (3434 pictures obtained during the crack propagation and 240 acquired using the microscope, when the front is at rest). We do not process, at this stage, the pictures taken by the fast video camera because the associated pictures have a low spatial resolution and thus are not suited for a detailed geometrical analysis. We also used 331 pictures of crack propagating in mode I (164 obtained during the crack propagation and 167 using the microscope, while the front is at rest). Mode I crack front features have already been widely studied [15, 23, 32]. Here we redo mode I experiments both to validate our results from the comparison with previous results and also to tease out the possible differences between loading modes.

A readily visible difference between mode III and mode I crack front is observed at large scale. Indeed, independently of the used sample or loading velocity, the geometry of the crack front at the sample scale is shown to exhibit a change of curvature which is mode dependent. For a fracture front propagating in mode III, the fracture fronts form a parabola with the vertex located on the loose end side (Figure 2, top). On the contrary, with a mode I loading, the vertex of the parabola corresponds to the most advanced point of the crack front (Figure 2, bottom). This large scale geometry difference between these two rupture modes

can possibly be attributed to the variation in the stress-intensity factor, $K(x)$. Indeed, in the case of a half-plane crack propagating in an infinite body, large scale stress-intensity factor expression, $K(x)$, has been shown to depend on the considered loading mode [33]. The crack shape variations can then illustrate the large scale changes of K . This change in the large scale front geometry can also be explained by a change in boundary conditions from mode I to mode III configurations. While mode I experimental setup considers a uniform loading over the whole plate extremity, mode III crack propagation is due to a loading on a single side of the considered narrow plate.

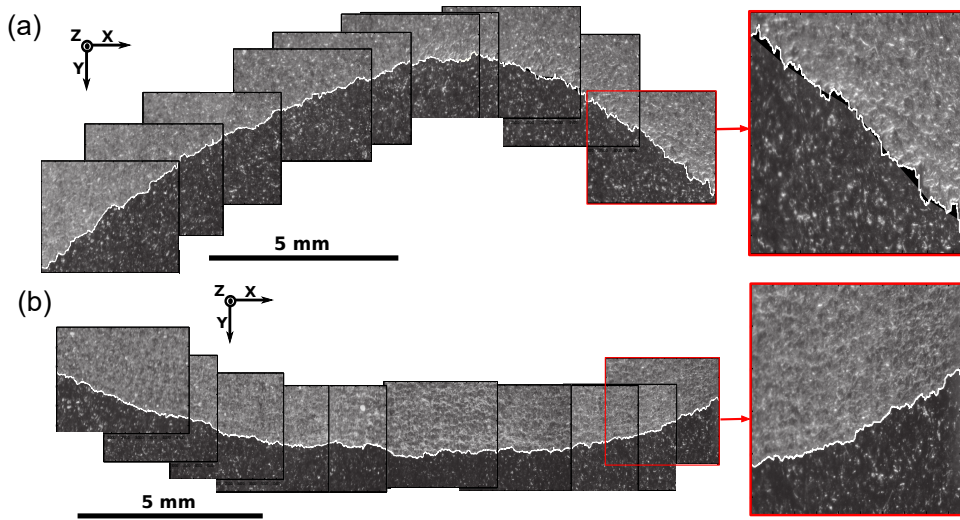


FIG. 2. (a) Mode III crack propagation. (b) Mode I crack propagation. The bright part of the picture represents the already broken area while in the dark zone the sample is still intact (e.g., unbroken). The white line corresponds to the extracted fracture front position $a(x,t)$.

In order to quantify the fluctuations of the crack front positions at smaller scales, we compare the roughness exponent ζ of the front line $a(x)$ between mode I and mode III. We first remove the large scale trend of the front by fitting $a(x)$ with a polynomial of degree 2 (Figure 3). We apply a tapering window to the signal, in order to avoid any edge effect that could affect our estimations. This process is achieved for each considered fracture front. We apply two different methods to estimate the roughness exponent which characterizes the self-affine property of the crack front. We first used the power spectrum method [15, 22, 31] where the Fourier spectrum $P(k)$ of the front position is computed from each of the detrended fronts at all relevant wave numbers k . We then stack all Fourier spectra associated to a given

loading mode. We finally get two spectra that are representative of each of the two loading modes (Figure 4). We observed that both spectra have the same shape and slope. In order to quantify the roughness exponent attached with each mode, we fit the power spectrum, $P(k)$ by:

$$P(k) \propto k^{-1-2\zeta}, \quad (1)$$

where ζ is the roughness exponent. We observe in Figure 4 two different scaling regimes. The first one at large scale (*i.e.* small k), below $k^* = 100\mu m^{-1}$, shows a self-affine behaviour with a roughness exponent equal to $\zeta_+ = 0.31 \pm 0.1$ for mode I crack propagation and $\zeta_+ = 0.34 \pm 0.1$ for mode III. At small scale, above $k^* = 100\mu m^{-1}$, we find the same roughness coefficient values equal to $\zeta_- = 0.5 \pm 0.1$ and $\zeta_- = 0.52 \pm 0.1$ for mode I and mode III respectively. Uncertainties on the roughness exponents are deduced from the least square fitting of the power spectra.

We obtain from this method, very close values of ζ both for mode I and mode III loadings. Results are in accordance with the observations made in previous studies [19, 26], where the roughness exponent has been shown to exhibit a transition from 0.6 to 0.35 going from small to large scale (Fig. 4). Moreover, the cross-over length k^* is also in agreement with the values reported in [26]. In order to detect if any difference in cross-over length values exists between the two studied loading modes, we compute the ratio $P(k)$ obtained in loading mode I and mode III (Fig. 4, bottom). We cannot detect any obvious deviation of this ratio that would reflect a change of cross-over length scale. Fig. 4 (bottom) shows however a clear difference between mode I and mode III spectra in terms of amplitude, the mode III spectrum having a magnification factor $\delta \sim 2.5$.

In order to confirm our roughness exponent assessment, we used a second method: the averaged wavelet coefficient (AWC) [26, 28, 31] which consists of the transformation of the front position in the wavelet domain. The averaged wavelet coefficients $W[h](b)$ are obtained as a function of the scale parameter b . The averaged wavelet coefficients enable an estimate of the roughness exponent ζ using results presented in Fig. 5 and the relationship

$$W[h](b) \propto b^{1/2+\zeta}. \quad (2)$$

Fig. 5 reveals similar results for mode I ($\zeta_+ \sim 0.37 \pm 0.1$ and $\zeta_- = 0.53 \pm 0.1$) and mode III ($\zeta_+ \sim 0.35 \pm 0.1$ and $\zeta_- = 0.60 \pm 0.1$) crack front propagation. These results confirm

the existence of two roughness exponents and a cross-over wavelet coefficient $b^* = 100\mu m$ between the two regimes. Fig. 5 (bottom) also confirms that there are no noticeable differences between mode I and mode III loading. We notice again a larger amplitude for mode III crack propagation with a magnification factor $\delta \sim 1.5$.

In this study, the use of a small pixel size enables to access to small scale regime. However, the image resolution can also have an impact on roughness exponent estimates. Indeed, in Appendix A, we demonstrate that lowering the dynamic range of the signal, $a(x)$, can impact the scaling properties analysis at small scale. We show that, as this dynamic range decreases, the roughness exponent values at small scale deviate from the original scaling. However, we demonstrate that the range used on our experiments is sufficient to recover the scaling exponent (see appendix A).

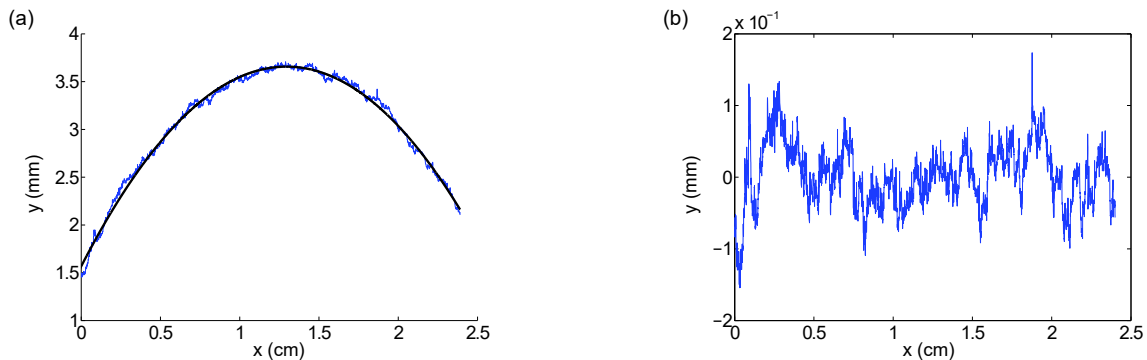


FIG. 3. Example of a geometry obtained for a mode III loading. (a) The thin blue line corresponds to extracted front position and the large black line corresponds to the fitted polynomial of degree 2. (b) Result of subtraction of the major trend of the fracture front position.

B. Dynamic properties of the fracture front

We now turn to the estimation of the differences in the time evolution between mode I and mode III configurations. During the different conducted experiments, we observed various fracture dynamics. Although mode I crack propagation is systematically stable, mode III fracture propagation seems to be more complex. Half of the experiments conducted under mode III loading were unstable. In these cases, after a propagation of few millimeters, the crack advances a typical distance of $\sim 1\text{cm}$ in less than 0.1s. This fast propagation makes

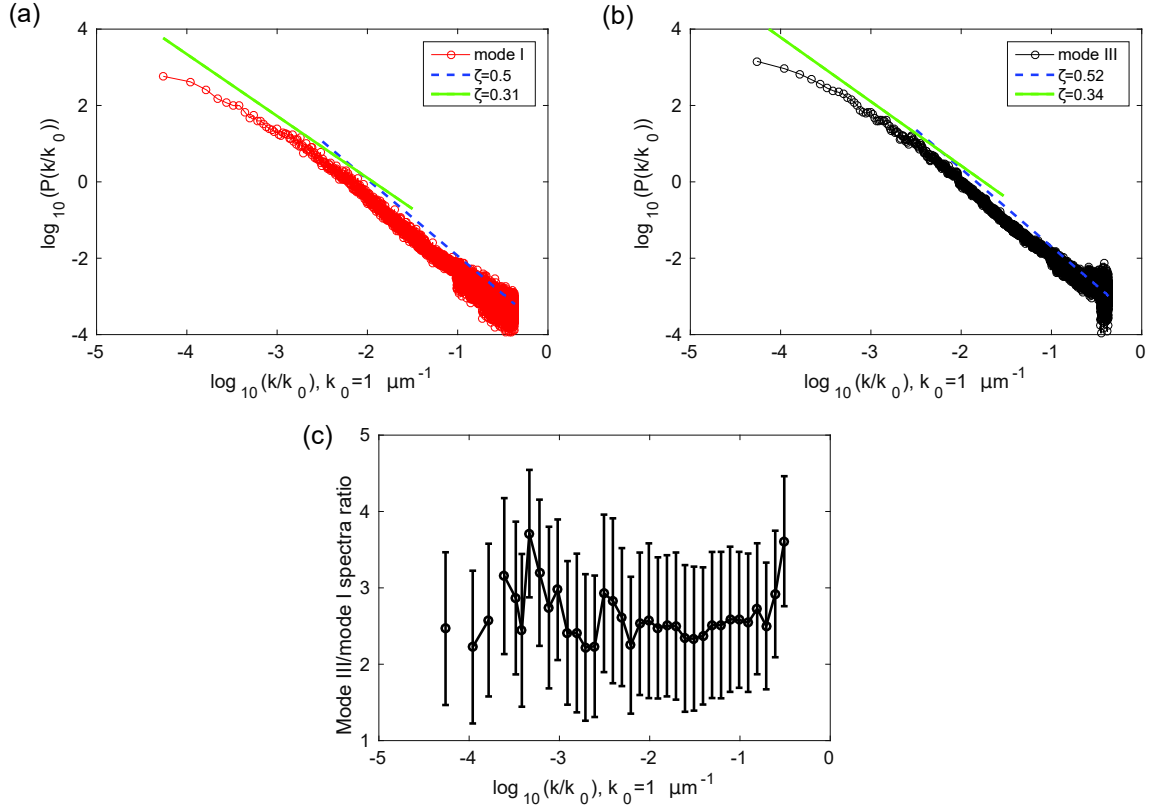


FIG. 4. (a,b) Power spectrum of the crack front. Black line corresponds to mode III loading and red line to mode I loading. Green and blue straight lines correspond respectively to the representation of equation 1 with ζ_+ and ζ_- computed for both loading modes. (c) Ratio between mode III and mode I Fourier spectra.

us unable to capture the front position during these fast stages, even using the fast camera. Instability of the front is observed over the whole sample length in a subset of experiments related to two specific narrow plates. However, in the other half of the experiments conducted with a mode III loading, the front propagates slowly ($\sim 0.15\text{mm/s}$), without high crack speed fluctuations at large scale. When the evolution of the fracture position with time was sufficiently slow to be acquired, we analyzed all the pictures obtained while the front is propagating. The crack front propagation is sampled every 0.04s to 0.4 s with a resolution from $5.2\mu\text{m}/\text{pxl}$ to $13\mu\text{m}/\text{pxl}$. For each experiment we record from 40 to 850 pictures for a crack propagating within 1cm advance. As the fracture front propagates through the interface, the rupture front is actually roughening owing to the pinning and depinning of

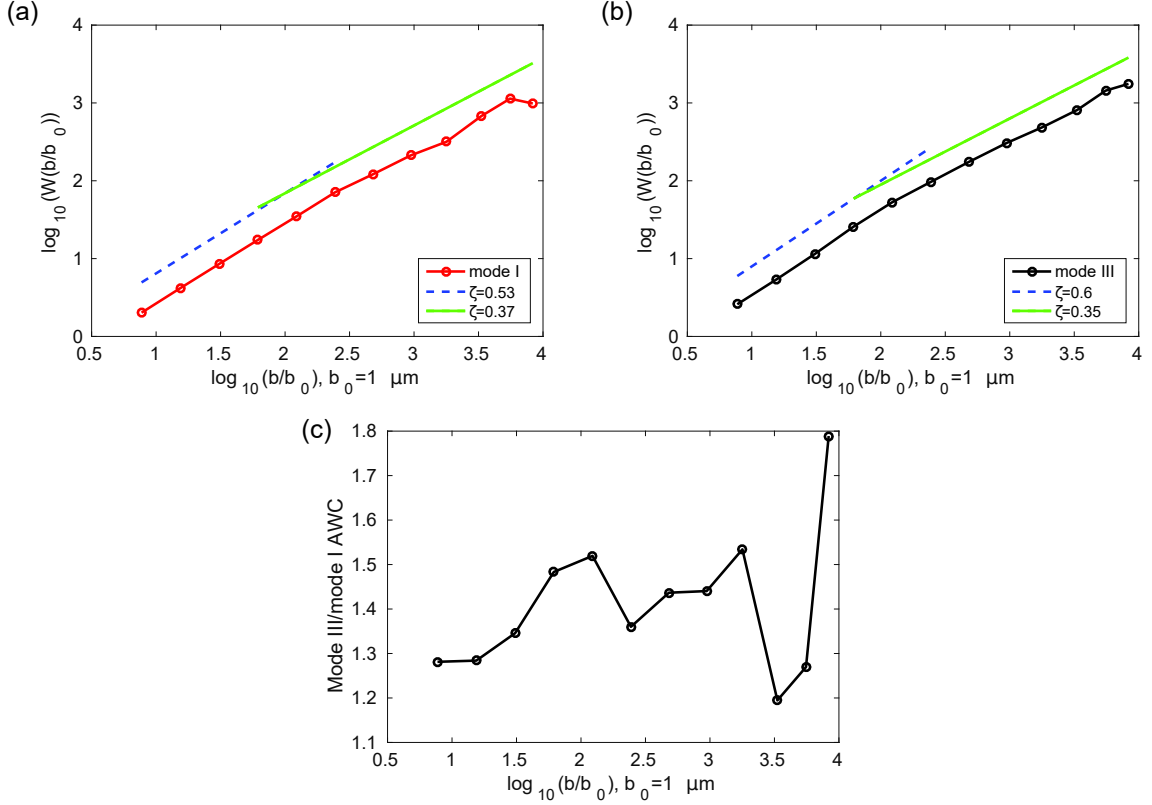


FIG. 5. (a,b) Averaged wavelet coefficient. Black line corresponds to mode III loading and red line to mode I loading. Green and blue lines represent respectively the power law of equation 2 with ζ_+ and ζ_- precised in legend. (c) Ratio between mode III and mode I averaged wavelet coefficients.

the front on toughness asperities. This process was quantified by considering the difference a_m between front position at time t and the fracture front at time t_0 [23, 27]:

$$a_m(x, t) = a(x, t) - a(x, t_0). \quad (3)$$

The growth of the width of the fracture front can then be described using the root mean square σ of the function a_m [23, 35]:

$$\sigma(t) = \sqrt{\langle a_m(x, t)^2 \rangle_x - \langle a_m(x, t) \rangle_x^2}. \quad (4)$$

where $\langle X \rangle_x$ is used to describe the average value of X over x . We compute $\sigma(t)$ for each experiment and stack the evolution of σ for each loading mode (Fig. 6) assuming that the average position of the front \bar{a} is proportional to time. We observe a power law growth of

the fracture front roughness with time as: $\sigma \propto \bar{a}^{\beta_+}$ both for mode I and mode III. Moreover, propagations under both loading modes are in very good agreement with the prediction of Stormo et. al [19] of an exponent $\beta_+ = 0.58$. Actually, this scaling is deduced from a Family-Vicsek scaling [27, 34, 35]:

$$\sigma(t, L) \propto L^\zeta \phi\left(\frac{\bar{a}}{L^\kappa}\right), \quad (5)$$

with \bar{a} , the average position of the fracture front position and $\phi(x)$, the scaling function defined by:

$$\phi(x) = \begin{cases} x^{\zeta/\kappa} & x \rightarrow 0 \\ \text{constant} & x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (6)$$

where $\zeta/\kappa = \beta$ is the growth exponent. $\beta_+ = 0.58$ is consistent with previously numerically measured $\zeta_+ = 0.35$ and $\kappa_+ = 0.6$ [19].

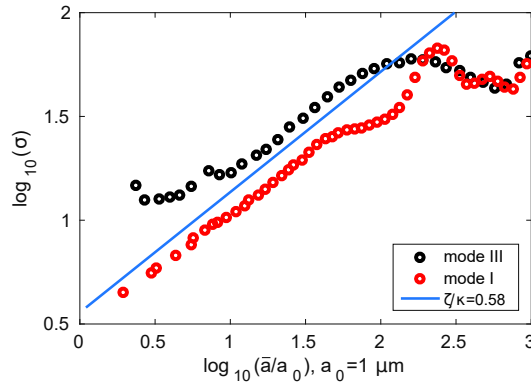


FIG. 6. Standard deviation of the width of the fracture as a function of the average front position \bar{a} . Red and black dots correspond respectively to mode I and mode III fracture propagation. The blue line is a power law with the growth exponent $\beta_+ = 0.58$ associated to a Family-Vicsek scaling where $\zeta_+ = 0.35$ and $\kappa_+ = 0.6$.

C. Local crack velocity distribution

A final comparison between the two sets of experiments (mode I and mode III loading) is performed from the distribution of the local crack front velocities. Such a distribution was shown to be very reproducible over various average crack velocities during mode I crack

propagation. The velocity distribution is computed using the Waiting Time Matrix (WTM) [29] which gives the time spent by the crack front in each pixel of the image. To compute this matrix, we represent the front lines $a(x, t)$ using a matrix form as $A(x, a(x, t)) = 1$ at the front position and 0 elsewhere considering the matrix size equal to the image size [32]. The WTM is defined as the sum of front matrices A :

$$W(x, y) = \sum_t A(x, a(x, t)). \quad (7)$$

It is a matrix of integers. To get the physical waiting time matrix, we multiply each matrix element W by the time step δt . From this WTM, we compute the local velocity matrix as $V(x, y) = p/w(x, y)$, with p , the pixel size. From $V(x, y)$, we deduce the local velocity along each front $a(x, t)$ and build the spatio-temporal velocity matrix $v(x, t) = V(x, a(x, t))$. From the velocity matrices computed for 18 experiments (6 in mode I loading conditions and 12 in mode III), we evaluate the normalised probability density function (pdf) $P(v/\langle v \rangle)$, with $\langle v \rangle$ the average front velocity of the considered experiment. We finally collapse the results of all experiments with a similar loading mode (Fig. 7). The distributions for each loading mode appear very similar with no significant deviation between each other. In particular, we find that the scaling of P at speed higher than the average speed follows the trend already observed for mode I fracture :

$$P(v/\langle v \rangle) \propto \left(\frac{v}{\langle v \rangle} \right)^{-\eta} \quad \text{for} \quad \frac{v}{\langle v \rangle} > 1, \quad (8)$$

with the exponent $\eta \sim 2.55$. This therefore suggests that the shape of local velocity distribution is not affected by the loading condition imposed on the system.

D. Space and time correlations

The power law distributions of the local velocities, both for loading modes I and III, indicate the presence of intermittent local activities of the front with depinning transition at high velocity. In order to characterize the local dynamics of the crack front propagation, we study of the space and time correlation of local velocities. We define the autocorrelation

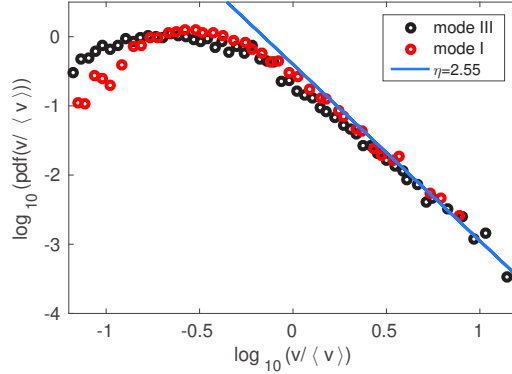


FIG. 7. Local velocity distributions for mode I (red dots) and mode III (black dots) deformations. Blue line represents the power law $P(v/\langle v \rangle) \propto (v/\langle v \rangle)^{-\eta}$ with $\eta = 2.55$

functions in space, $G(\Delta x)$, and time, $G(\Delta t)$, for the local velocities $v(t, x)$, as [32]:

$$G(\Delta x) = \left\langle \frac{[v(x+\Delta x, t) - \langle v \rangle_x][v(x, t) - \langle v \rangle_x]_x}{\sigma_x^2} \right\rangle_t \quad (9)$$

$$G(\Delta t) = \left\langle \frac{[v(x, t+\Delta t) - \langle v \rangle_t][v(x, t) - \langle v \rangle_t]_t}{\sigma_t^2} \right\rangle_x \quad (10)$$

with $\langle v \rangle_x$ and $\langle v \rangle_t$, respectively the spatial and temporal average of the velocity and σ_x and σ_t , the spatial and temporal standard deviations.

Autocorrelation functions are computed for crack fronts propagating in mode I and III. Fracture front position is monitored using the fast camera, with a sampling rate equal to 800 images per second and a resolution of $25\mu\text{m}/\text{pxl}$. Results are represented in Figure 8. Data have been fitted with power law functions combined with an exponential cutoff such as:

$$G(\Delta x) \propto \Delta x^{-\chi} \exp(-\Delta x/x^*), \quad (11)$$

$$G(\Delta t) \propto \Delta t^{-\tau} \exp(-\Delta t/t^*), \quad (12)$$

where χ and τ are the average exponents and x^* and t^* are the average cutoff or correlation lengths, respectively for space and time correlations. Values of these parameters are reported in the following table I.

Though results on average exponents we compute are slightly lower than those obtained in [32], we find comparable values of average cutoff both in space and time. Average exponents obtained for experiments conducted in mode I and mode III are similar. Yet,

TABLE I. Results of computed values of average cutoff describing autocorrelation functions in space and time (Eq. (11) and (12)).

	y^* ($t^* = y^*/\langle v \rangle$)	τ	x^*	χ
Mode III	$50 \pm 5 \mu\text{m}$	0.1	$1000 \pm 100 \mu\text{m}$	0.28
Mode I	$14 \pm 5 \mu\text{m}$	0.1 ± 0.05	$450 \pm 50 \mu\text{m}$	0.3
Mode I [32]	$7 \mu\text{m}$	0.43	$[92,131] \mu\text{m}$	0.53 ± 0.12

we observe, for mode III loading, higher mean values, t^* and x^* , than those obtained for mode I. It then seems to confirm that mode III loading leads to more unstable crack front propagation than in mode I.

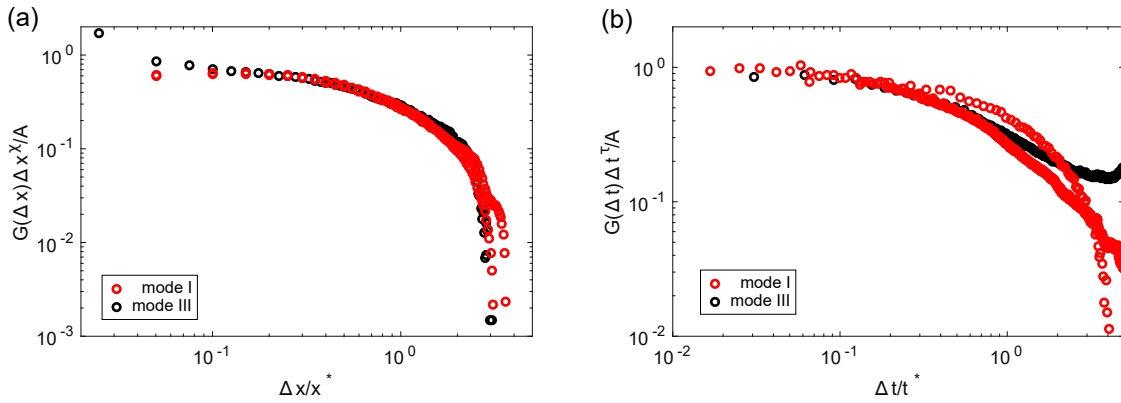


FIG. 8. Space correlation functions (a) and time correlation functions (b) for mode I (red) and mode III (black) crack propagation. Functions have been collapsed onto one another according to the power laws with exponential cutoff. For spatial correlation: $G(\Delta x) = A\Delta x^{-\chi} \exp(-\Delta x/x^*)$ and for temporal correlation: $G(\Delta t) = A\Delta t^{-\tau} \exp(-\Delta t/t^*)$.

E. Avalanches size distribution

We are interested, in this section, in the size distribution of avalanches generated by the depinning of the fracture front. We use experiment results recorded by the fast camera. We define avalanches as the areas where the front propagates with a velocity $v \geq C\langle v \rangle$, with $\langle v \rangle$, the average local velocity and $C = 10$ [36] and obtain a catalog of ruptures areas S in

number of pixels. We compute the distribution of these areas, $\text{pdf}(S)$ (see Fig. 9) for both mode I and mode III loadings. Size distributions are very similar, following a power law: $\text{pdf}(S) \propto S^{-\gamma}$, with $\gamma = 1.8 \pm 0.1$ for $S < 10^{2.5}$. This value of γ is comparable to results obtained in previous studies [29, 32, 36]. We also observe larger events for mode III loading than for mode I.

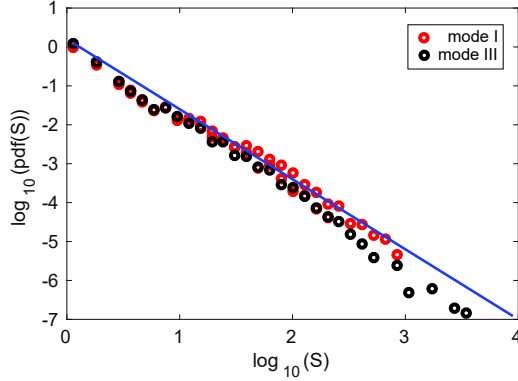


FIG. 9. Probability distribution of pinning size for mode I (red circles) and mode III (black circles) crack propagations. Blue line represents the power law $Pdf(S) \propto S^{-\gamma}$, with $\gamma = 1.8$.

IV. DISCUSSION

Lengliné et. al [21] have proposed that a mode II contribution (i.e. a shear in a direction normal to the crack front [6]) is present during the crack propagation under the tensile force loading of the current setup. Because of the current geometrical configuration of the sample, a mode II component is introduced at the crack tip. Lengliné et. al [21] showed that under the same configuration used in our experiments the ratio G_{II}/G_I is close to 15% when the plate is loaded by the tensile force perpendicular to the plate interface and where G_α refers to the energy release rate related to the loading mode α . Under our mode III loading, when the force acts parallel to the plane of crack propagation, our experimental setup is very similar to the split cantilever beam (SCB) test. For such a fracture propagation, it was tested numerically that a mode II component is also present at the crack tip while the mode I component is negligible. Overall, it has been shown that mode II component in the SCB specimen is around 40% of the total energy release rate [37]. However, it is noted that the

mode II component is the most significant at the free edges of the crack and is zero at the middle of the crack. On our analyzed pictures, the portions at the edges of the crack are not taken into account. This further reduces the importance of mode II component in the analyzed results. Then, although a mode II component is present at the crack tip under both loading conditions in our experiments, this component remains much lower than the respective mode I or mode III loading.

Although the observation of some differences at large scale, such as general front shape and instabilities during the crack propagation, the small-scale geometrical and dynamical properties of the slow propagating antiplane (mode III) cracks along our heterogeneous interface are not significantly affected by the loading mode. All the tested features (roughness exponents, dynamical exponents, local velocity distribution and avalanche size distribution) are similar to those obtained for mode I cracks. Numerous models have been previously proposed to explain the mode I crack propagation and notably the associated roughness exponents characterizing the crack front geometry. In particular the elastic line model which relies on a first order derivation of the stress intensity factor has been widely studied at large scales [4, 38]. In this model, when the deviation of the crack front from a straight line is small, the stress intensity factor, K , at the crack tip can be expressed as a function of the front geometry. Then the perturbation equation is given by

$$K(x) = K^0(a(x)) \left(1 + \frac{M_\alpha}{2\pi} PV \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da(x')/dx'}{x' - x} dx' \right) \quad (13)$$

and the coefficient M_α is

$$M_I = 1, \quad (14)$$

$$M_{II} = \frac{2 - 3\nu}{2 - \nu}, \quad (15)$$

$$M_{III} = \frac{2 + \nu}{2 - \nu}, \quad (16)$$

depending on the crack mode [31, 38]. We readily observe from Eq. (13) that the difference between mode I and mode III only arises through the constant term M and depends only on the Poisson's ratio ν . If the strength of the interface and its associated statistical properties (spatial distribution, length correlation) are the same for both mode I and mode III cracks (which is the case in our experiments), and assuming that the front is propagating locally when the stress intensity factor reaches the local strength, then we expect a similar

microscopic description of the geometry of the crack front geometry. This therefore supports the similar shape and local dynamic properties of mode I and mode III interfacial crack. A significant limitation of this model however is that the dynamic exponent of crack fronts simulated within this framework is limited to the large scale exponent ($\zeta_+ = 0.35$) different from the low scale exponent ($\zeta_- = 0.6$). On the contrary, in the soft clamp fiber bundle model ([19, 39]), both exponents are predicted. In this kind of model the breakage of any local sites of the interface is controlled by elastic force redistribution not only along the crack front as stated in Eq. (13) but also in the process zone ahead of the front. This can occur because the stress intensity factor ahead of the crack may locally exceed the strength threshold of the interface in the process zone. For both rupture modes, the decay of the stress, σ_{zz} or σ_{zx} as a function of the distance from the crack tip is following the same scaling as $\sigma \propto 1/\sqrt{r}$. Numerical simulations performed in respect of this kind of model predict that the roughness exponent describing the front geometry at small scale is close to the experimental value $\zeta = 0.6$. Supposing that the spring elongation stiffness used in [19] can be represented by a shear stiffness and using the same dependence of $\sigma \propto 1/\sqrt{r}$ we are expecting, for our model, similar results for mode I and mode III crack. In this sense, the two scaling regimes of the crack front geometry, at both small and large scale, can be linked to two mechanisms (elastic line model at large scale and damaged percolation at small scale) that behave independently of the loading mode. For mode I fracture propagation, the transition scale between small and large scale regimes has been shown to be related to the stiffness ratio of the bulk material and the interface [19]. A similar ratio is expected to exist in the mode III configuration. These arguments promote the similarity of the crack geometry features observed for mode I and mode III cracks.

However, a noticeable difference between the two modes is observed on the pre-factor of the various observed scaling (Fourier spectra, wavelet coefficients, Family-Vicsek). Indeed we always observe that mode III cracks have higher amplitude of the front fluctuations compared to their mode I counterparts. Interestingly, we see from Eq. (13) that M_{III} is larger than M_I . Knowing that the Poisson's coefficient is on the order of $\nu = 0.4$ for PMMA [40], it leads to a ratio $M_{III}/M_I = 1.5$ which is on the order of the amplitude ratio of the front fluctuations. Moreover, higher fluctuations of the stress intensity factor in mode III configuration imply that the stress distribution at the crack tip is consequently more heterogeneous. This might be an explanation for the more unstable nature of mode III crack as the shear stress (as

derived from Eq. 13) can become locally high and leads to larger dynamic events. This is confirmed by the observation of a longer decay in the time correlation of local velocities and the presence of larger event sizes during the crack propagation.

V. CONCLUSION

We have studied experimentally the behavior of a crack propagating along a heterogeneous interface. We compared the details of the rupture pinning and depinning for loading modes I and III. The roughness exponent, for both of these modes, has been shown to be $\zeta_- \sim 0.6$ at small scale and $\zeta_+ \sim 0.35$ at large scale, in accordance with previous mode I loading studies that used the same experimental setup [22, 23, 31]. The growth exponent is shown to be similar between both modes: $\beta_+ = 0.58$ very consistent with numerical simulations [19]. We also observed similar results for the probability distribution of local crack velocities for mode I and mode III. Thus, conclusions made in previous theoretical studies, stating that observations made in mode I can be extended for mode III [31], seem to be verified. This study therefore highlights the importance of local pinning and depinning processes in controlling the rupture propagation in heterogeneous media.

ACKNOWLEDGMENTS

We are very grateful to Alain Steyer for his technical support. We thank reviewers for their comments and questions on our manuscript. Finally, we thank Mike Heap for grammatical assistance. This research is conducted in the framework of the Labex G-EAU-THERMIE (Investissements d’Avenir).

-
- [1] J. R. Rice, *Mathematical analysis in the mechanics of fracture*, volume 2, H. Liebowitz Ed. (1968). Academic Press, N.Y.
 - [2] C. H. Scholz, *Earthquakes and friction laws*, *Nature* 391:37–42 (1998).
 - [3] B. B. Mandelbrot, D. E. Passoja, and A. J. Paullay, *Fractal character of fracture surfaces of metals*, *Nature* 308, 19:721–722 (1984).

- [4] H. Gao, and J. R. Rice, Shear stress intensity factors for a planar crack with slightly curved front, *J. Appl. Mech.* 53:774–778 (1986).
- [5] M. J. Alava, P. Nukala, and S. Zapperi, Statistical models of fracture, *Adv. Phys.* 55, 3-4:349–476 (2006).
- [6] D. Bonamy, and E. Bouchaud, Failure of heterogeneous materials: A dynamic phase transition? *Phys. Rep.* 498, 1:1–44 (2011).
- [7] A. Hansen, P. C. Hemmer, and S. Pradhan, The fiber bundle model: modeling failure in materials, John Wiley & Sons (2015).
- [8] E. J. Sellers, M. O. Kataka, and L. M. Linzer, Source parameters of acoustic emission events and scaling with mining-induced seismicity, *J. Geophys. Res.* 108, B9:1–16 (2003).
- [9] B. D. Thompson, R. P. Young, and D. A. Lockner, Premonitory acoustic emissions and stick-slip in natural and smooth-faulted westerly granite, *J. Geophys. Res.* 114, B02205:1–14 (2009).
- [10] Y. Mo, S. A. Greenhalgh, J. O. A. Robertsson, and H. Karaman, The development and testing of a 2d laboratory seismic modelling system for heterogeneous structure investigations, *J. Applied Geophys.* 116:224–235 (2015).
- [11] A. K. Maji, and J. L. Wang, Experimental study of fracture processes in rock, *Rock Mech. Rock Eng.* 25, 1:25–47 (1992).
- [12] J. Schmittbuhl, F. Schmitt, and C. Scholz, Scaling invariance of crack surfaces, *J. Geophys. Res.: Solid Earth* 100, B4:5953–5973 (1995).
- [13] M. J. Heap, P. Baud, P. G. Meredith, A. F. Bell, and I. G. Main, Time-dependent brittle creep in darley dale sandstone, *J. Geophys. Res.* 114, B07203:1–22 (2009).
- [14] Jean-Benoît Kopp, Jean Schmittbuhl, Olivier Noel, Jian Lin, and Christophe Fond, Fluctuations of the dynamic fracture energy values related to the amount of created fracture surface, *Engineering Fracture Mechanics* 126:178–189 (2014).
- [15] J. Schmittbuhl, S. Roux, J.-P. Vilotte, and K. J. Måløy, Interfacial crack pinning: Effect of nonlocal interactions, *Phys. Rev. Lett.* 74, 10:1787–1790 (1995).
- [16] E. Bouchaud, Scaling properties of cracks, *J. Phys.* 9, 21:4319–4344 (1997).
- [17] H. Perfettini, J. Schmittbuhl, and J.-P. Vilotte, Slip correlations on a creeping fault, *Geophys. Res. Lett.* 28, 10:2137–2140 (2001).

- [18] M. Adda-Bedia, E. Katzav, and D. Vandembroucq, Second-order variation in elastic fields of a tensile planar crack with a curved front, *Phys. Rev. E* 73, 3:035106–1–4 (2006).
- [19] A. Stormo, O. Lengliné, J. Schmittbuhl, and A. Hansen, Soft-clamp fiber bundle model and interfacial crack propagation: Comparison using a non-linear imposed displacement, *Front. Phys.* 4, 18:1–10 (2016).
- [20] O. Lengliné, J. Schmittbuhl, J. E. Elkhoury, J.-P. Ampuero, R. Toussaint, and K. J. Måløy, Downscaling of fracture energy during brittle creep experiments, *J. Geophys. Res.* 116, B08215:1–14 (2011).
- [21] O. Lengliné, R. Toussaint, J. Schmittbuhl, J. E. Elkhoury, J.-P. Ampuero, K. T. Tallaskad, S. Santucci, and K. J. Måløy, Average crack-front velocity during subcritical fracture propagation in a heterogeneous medium, *Phys. Rev. E* 84, 036104:1–13 (2011).
- [22] J. Schmittbuhl, and K. J. Måløy, Direct observation of a self-affine crack propagation, *Phys. Rev. Lett.* 78, 20:3888–3891 (1997).
- [23] K.J. Måløy, and J. Schmittbuhl, Dynamical events during slow crack propagation, *Phys. Rev. Lett.* 87, 105502 (2001).
- [24] J. Fineberg, S. P. Gross, M. Marder, and H. L. Swinney, Instability in the propagation of fast cracks, *Phys. Rev. B* 45, 10:5146–5154 (1992).
- [25] E. Sharon, S. P. Gross, and J. Fineberg, Energy dissipation in dynamic fracture, *Phys. Rev. Lett.* 76, 12:2117–2120 (1996).
- [26] S. Santucci, M. Grob, R. Toussaint, J. Schmittbuhl, A. Hansen, and K. J. Måløy, Fracture roughness scaling : A case study on planar cracks, *Europhys. Lett.* 92, 44001–1–5 (2010).
- [27] Jean Schmittbuhl, Arnaud Delaplace, and Knut Jørgen Måløy, Propagation of an interfacial crack front in a heterogeneous medium: Experimental observations, *Physical Aspects of Fracture*, 353–369. Springer (2001).
- [28] J. Schmittbuhl, A. Hansen, and G. G. Batrouni, Roughness of interfacial crack fronts: Stress-weighted percolation in the damage zone, *Phys. Rev. Lett.* 90, 4:045505–1–4 (2003).
- [29] K. J. Måløy, S. Santucci, J. Schmittbuhl, and R. Toussaint, Local waiting time fluctuations along a randomly pinned crack front, *Phys. Rev. Lett.* 96, 045501–1–4 (2006).
- [30] W. G. Knauss, An observation of crack propagation in anti-plane shear, *Int. J. Fract.* 6, 2:183–187 (1970).

- [31] J. Schmittbuhl, A. Delaplace, K. J. Måløy, H. Perfettini, and J. P. Vilotte, Slow crack propagation and slip correlations, *Pure Appl. Geophys.* 160, 961–976 (2003).
- [32] K. T. Tallakstad, R. Toussaint, S. Santucci, J. Schmittbuhl, and K. J. Måløy, Local dynamics of a randomly pinned crack front during creep and forced propagation: An experimental study, *Phys. Rev. E* 83, 4:046108 (2011).
- [33] J. R. Rice, First-order variation in elastic fields to variation in location of a planar crack front, *J. Appl. Mech.* 52:571–579 (1985).
- [34] F. Family, and T. Vicsek, Scaling of the active zone in the eden process on percolation networks and the ballistic deposition model, *J. Phys. A: Math. Gen.* 18:L75–L81 (1985).
- [35] J. Schmittbuhl, S. Roux, and Y. Berthaud, Development of roughness in crack propagation, *Europhys. Lett.* 28, 8:585 (1994).
- [36] M. Grob, J. Schmittbuhl, R. Toussaint, L. Rivera, S. Santucci, and K. J. Måløy, Quake Catalogs from an Optical Monitoring of an Interfacial Crack Propagation, *Pure Appl. Geophys.* 166:777–799 (2009).
- [37] F. Sharif, M. T. Kortschot, and R. H. Martin, Mode III delamination using a split cantilever beam, In *Composite Materials: Fatigue and Fracture: Fifth Volume.*, ASTM International (1995).
- [38] H. Gao, J.R. Rice, and J. Lee, Penetration of a quasi-statically slipping crack into a seismogenic zone of heterogeneous fracture resistance, *J. Geophys. Res.* 96, B13:21535–21548 (1991).
- [39] K. S. Gjerden, A. Stormo, and A. Hansen, Local dynamics of a randomly pinned crack front: a numerical study, *Front. Phys.* 2, 66 (2014).
- [40] A. Hesham, Ultrasonic pulse echo studies of the physical properties of pmma, ps, and pvc, *Polymer Plast. Tech. Eng.* 42:193–205 (2003).
- [41] A. Delaplace, J. Schmittbuhl, and K. J. Måløy, High resolution description of a crack front in a heterogeneous Plexiglas block, *Phys. Rev. E* 60, 2:1337–1343 (1999).

APPENDIX

A - INFLUENCE OF PIXEL SIZE ON ROUGHNESS EXPONENT ESTIMATES

We use, for roughness exponent estimates, two different pixel sizes. The first one is related to pictures of size 4800x3200pxl obtained with the camera Nikon TMD800. For this case, the pixel size is equal to $5\mu\text{m}/\text{pxl}$. The second one is related to pictures obtained with the combination of a microscope and the camera Nikon TMD800. For this configuration, the pixel size is equal to $1\mu\text{m}/\text{pxl}$. In Figure A1 are represented two averages of the power spectrum and average wavelet coefficients over two different sets of images of the crack front. The first set (red) corresponds to the first configuration (camera only), the second set (blue) to the second configuration (camera + microscope). We can see that, on the common range of wavelengths, the spectra superimpose. We note that the use of a smaller pixel size enables to track higher wave numbers. This is important for i) estimating over the largest possible range of length scales the roughness exponent at small scale; ii) characterizing the wavenumber k^* at which the transition occurs between the two regime. In our experiments the decrease of pixel size does not seem to affect the roughness exponent measurement and appears to be sufficient for a correct estimate of k^* .

Moreover, in order to test more precisely the impact of these differences on pixel size on roughness exponent, we follow the work presented by Delaplace et. al [41]. We numerically decrease the resolution for the front position $a(x)$ as presented in Figure A2, top. This resolution decrease is achieved by lowering the dynamic range of the signal, $a(x)$. We numerically reduce the original resolution, $\log_2(\max(a(x)) - \min(a(x))) = 9$ bits, with $a(x)$ in pixels, to obtain four new signals with $\log_2(\max(a(x)) - \min(a(x))) = 5, 6, 7$ and 8 bits. Figure A2, top, shows the same signal $a(x)$ with two different resolutions: five bits and nine bits. We analyze the scaling properties of each computed new signal using the average wavelet coefficient method (Figure A2, bottom left). As the dynamic range decreases, we observe, at small scale, a significant deviation of the average wavelet coefficient from the original scaling. Figure A2, bottom right, represents the roughness exponent computed at small scale ($b/b_0 < 2$, $b_0 = 1\mu\text{m}$) for each resolution. This figure confirms that the dynamic range in pixel used for our study is sufficient to recover the scaling exponent of the front at small scale.

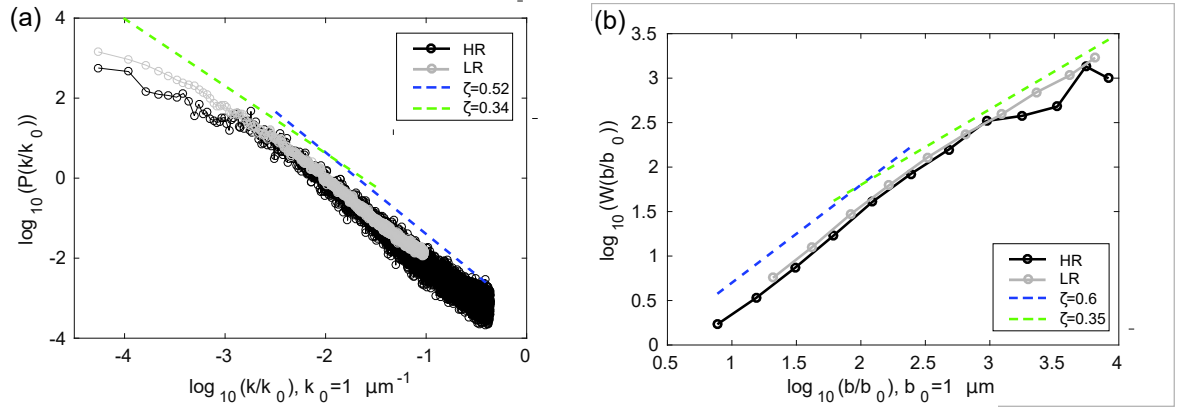


FIG. A1. (a) Average power spectrum of crack fronts obtained from pictures recorded with the combination of microscope and Nikon D800 camera (black/High Resolution, HR) and with the camera only (gray/Lower Resolution, LR). (b) Average wavelet coefficient of crack fronts obtained from pictures recorded with the combination of microscope and Nikon D800 camera (black) and with the camera only (gray).

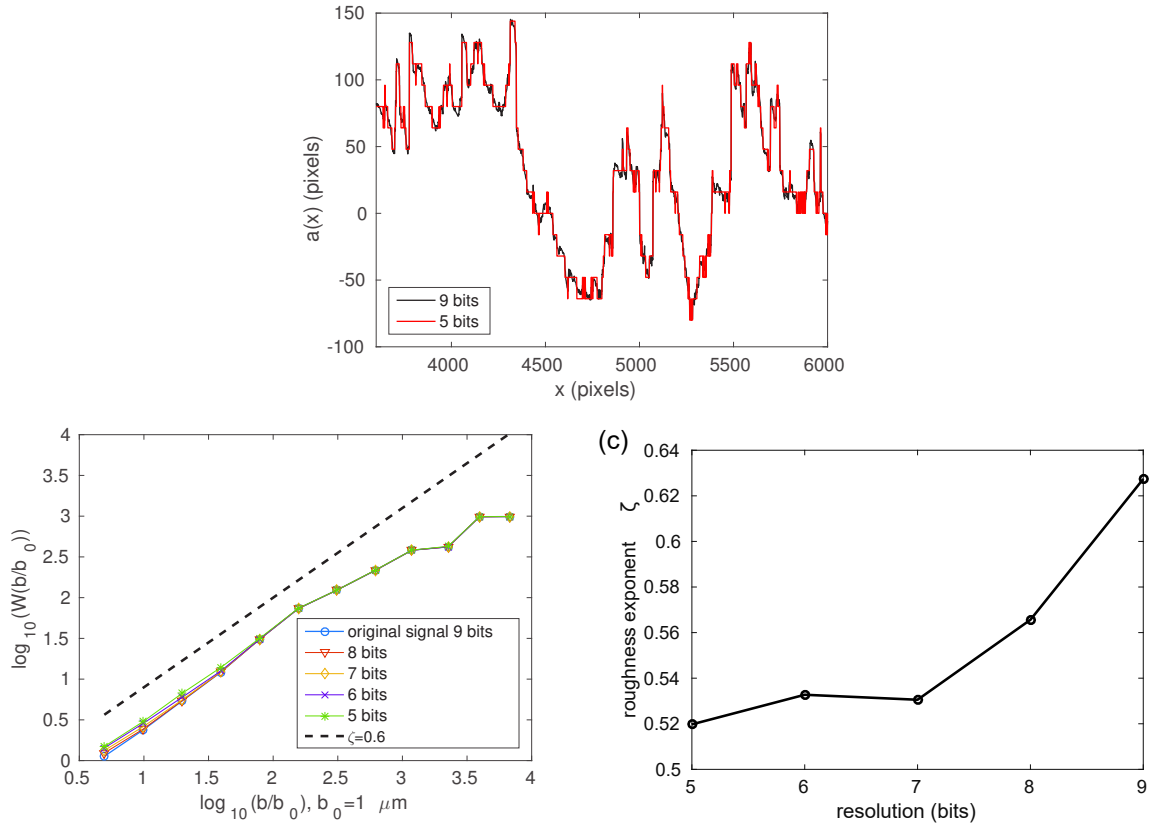


FIG. A2. (a) Fracture front position with two different resolutions: the original resolution of 9 bits and a 5-bit-resolution for the local height $a(x)$. (b) Scaling using the average wavelet coefficient method applied to the same front filtered at different resolutions: five, six, seven, eight and nine bits. (c) Roughness exponent values computed at small scale ($b/b_0 < 2$, $b_0 = 1\mu\text{m}$) for different crack front resolutions.

4.2 Conclusions

Nous constatons, par cette étude, de grandes similarités entre propagation d'une rupture en mode I et en mode III. Des différences sont notables à grande échelle, telles que des variations de la forme générale du front de fracture et de plus fortes instabilités dans la propagation de la rupture en mode III. Cependant, les propriétés géométriques et dynamiques à petite échelle ne semblent pas affectées par le mode de chargement à l'origine de la rupture. Tous les paramètres testés (exposant de rugosité, exposant dynamique, distribution de vitesses locales, et distribution de taille des avalanches) sont très proches de ceux obtenus pour la propagation d'un front en mode I.

Ainsi, les résultats prédits par la théorie apparaissent être confirmés par notre étude expérimentale. Il semble ainsi possible de pouvoir étendre les résultats obtenus pour des propagations de front de fracture en mode I à des ruptures en mode III. Lors de ce travail, consistant en une approche plus fondamentale de la mécanique de la rupture, nous aurons, une fois encore, pu observer l'importance de l'interaction entre les hétérogénéités présentes le long de la surface de fracture sur les processus de rupture. Nous aurons en effet pu démontrer leur implication dans les effets d'échelle du front de fracture et leur rôle dans la dynamique de l'avancée du front (blocage et déblocage du front de fracture au niveau d'aspérités présentes sur l'interface).

Vers un lien avec l'observation de réservoirs géothermiques

L'étude expérimentale du partitionnement de l'énergie lors de la propagation de fracture en mode I trouve naturellement son prolongement à grande échelle dans l'étude de réservoirs géothermiques. En effet, au niveau des systèmes géothermiques, l'injection d'eau à forte pression peut causer la propagation de fractures au sein du réservoir. Ainsi, des fractures hydrauliques apparaissent lorsque la pression de fluide dépasse la contrainte minimum, σ_3 . Une partie de ces fractures, lorsqu'elles vont se propager, sera amenée à libérer de l'énergie sous forme d'ondes sismiques. Dans l'intérêt de maîtriser au mieux les risques associés à ces émissions, il est important de comprendre les facteurs pouvant influencer la part de l'énergie injectée dans le réservoir dissipée sous forme d'énergie sismique. Nous présentons ici une analyse de ce partitionnement dans le cadre du réservoir géothermique de Soultz-sous-Forêts. Une partie de ce travail s'appuie sur des résultats préliminaires obtenus dans le cadre du Master 2 de Marie-Amélie Rico.

5.1 Contexte de l'étude

Les systèmes géothermiques avancés (ou "Enhanced Geothermal System"/EGS en anglais) exploitent des milieux naturels fracturés dans le but d'extraire la chaleur des sources d'eau souterraines. De l'eau est injectée au sein d'une structure perméable (faillée) et circule dans un réservoir jusqu'à sa récupération à la surface via un puits de production. Si la structure dans laquelle est injectée le fluide est de trop faible perméabilité, une phase de stimulation peut être nécessaire. Cette opération consiste en l'imposition de mouvements au niveau de la zone fracturée dans le but d'accroître sa perméabilité. Le développement récent du projet ECOGI à Rittershoffen (Alsace) s'est révélé être un accomplissement fructueux de cette stratégie [Baujard et al., 2017].

Au cours des différentes étapes d'exploitation d'un réservoir géothermique, le comportement mécanique des différentes surfaces de faille mises en jeu apparaît crucial. Ceci est particulièrement évident lorsque nous considérons la sismicité induite par les phases de stimulation et de production du réservoir. En effet, pour exemple, durant la stimulation

du puits GRTI à Rittershoffen, la majeure partie de la sismicité a été démontrée être restreinte à un plan étroit correspondant à la zone de perméabilité majeure [Lengliné et al., 2017]. Lors de cette stimulation de 2013, de même que lors de toutes les phases de stimulation menées sur le réservoir géothermique de Soultz-sous-Forêt, la sismicité apparaît réduite à des magnitudes faibles. Ces observations contrastent avec l'exemple du réservoir de Bâle pour lequel des séismes de magnitudes 3.4 ont conduit à l'arrêt du projet de géothermie [Giardini, 2009]. Il est ainsi essentiel de comprendre les éléments menant aux différences observées pour ces deux cas et, de manière plus générale, d'évaluer les facteurs contrôlant les mécanismes de fracture liés à la sismicité induite. Ainsi, le rôle des mouvements asismiques reportés lors de l'étude de nombreux réservoirs géothermiques nécessiterait une analyse précise. En effet, de telles ruptures lentes pourraient être responsables d'une grande part des déplacements se produisant sur la surface de faille durant les phases de stimulation et de circulation [Cornet et al., 1997]. La modélisation de la répartition de la déformation entre mouvements sismiques et asismiques apparaît aujourd'hui comme un défi présentant de grandes implications tant pour l'exploitation de réservoirs géothermiques que pour la communauté géophysicienne au sens large. Tout comme mon travail de thèse l'aura démontré, la topographie de la surface de faille semble jouer un rôle important dans la répartition de l'énergie émise lors de la fracture. D'autres études auront pu démontrer de l'importance des variations de températures et de champs de contrainte dans le partitionnement de l'énergie [Scholz, 1998].

5.2 Bilan d'énergie au niveau d'un réservoir géothermique

Un réservoir géothermique peut être considéré comme un système pouvant échanger de l'énergie avec l'extérieur. Ce système n'est alors pas fermé et permet le transfert de matière durant les phases d'injection hydrauliques. Cependant, le transfert de masse due à l'injection est négligeable face à la masse du système. Si nous notons ΔU le changement d'énergie interne dans le système, Q et W , respectivement, la chaleur et le travail échangé par le système avec l'extérieur, nous pouvons écrire

$$\Delta U = Q + W \quad (5.1)$$

où les valeurs algébriques de Q et W seront positives lorsqu'elles seront fournies au système et négatives lorsqu'elles seront cédées par le système. Lors de l'exploitation d'un système géothermique, l'objectif est d'extraire la chaleur du réservoir vers ses environs. Dans ce but, un fluide est injecté au sein du réservoir afin de créer un système thermodynamique. Des injections de fluides peuvent aussi avoir lieu même si aucune récupération de chaleur n'est attendue, lors des phases de stimulation durant lesquelles le but est d'augmenter la perméabilité des roches. Le travail lié à l'injection de fluides peut être estimé à partir du calcul de l'énergie d'injection, E_I :

$$E_I = \int_{t_0}^{t_{end}} P(t)\dot{V}(t)dt \quad (5.2)$$

avec $P(t)\dot{V}(t)$ la puissance hydraulique, P la pression d'injection, \dot{V} , le débit de l'injection, t le temps compris, durant l'injection, entre t_0 et t_{end} . Cette énergie d'injection est fournie

au système à partir de pompes hydrauliques, est ensuite transférée au système et peut être convertie en d'autres types d'énergies tels que l'énergie élastique stockée dans le milieu. Nous nous intéressons ici aux variations générées, dans le système, par l'injection hydraulique et fixons l'énergie interne de référence, avant injection, égale à zéro. Alors, l'énergie maximale pouvant être dissipée par le système correspond à l'énergie d'injection introduite :

$$\Delta U = E_I = Q + \Delta W. \quad (5.3)$$

Pour l'instant, nous négligeons les échanges de chaleur et toute autre sorte de travail pouvant agir sur le milieu autre que l'énergie d'injection. Nous nous intéressons à l'énergie utilisée pour la création de ruptures dynamiques dans le milieu. Reprenons ΔW , introduit dans l'équation (1.4), ici égale à l'énergie disponible pour entraîner la propagation de la rupture durant la phase d'injection ($\Delta W = \Delta W_0$). Cette énergie peut alors s'écrire suivant la formule

$$\Delta W = \chi E_I \quad (5.4)$$

où χ représente la fraction de travail fourni au système transférée en énergie pour la rupture (Figure 5.1). Si nous considérons les relations introduites par les équations (1.4) et (1.10) dans l'introduction, nous pouvons noter

$$\Delta W = \frac{1}{2\mu}(\sigma_0 + \sigma_f)M_0 \quad (5.5)$$

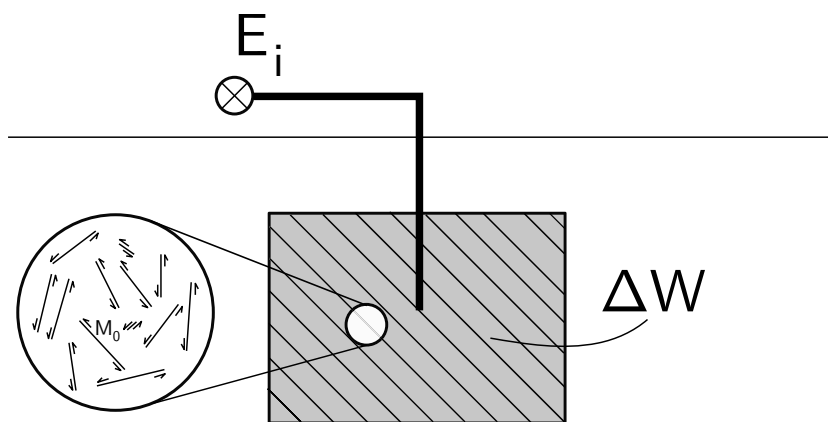


FIGURE 5.1 – Schéma simplifié des transferts d'énergie se produisant au niveau d'un réservoir géothermique au cours d'une injection hydraulique. Le rectangle gris représente notre système (le réservoir géothermique) dans lequel s'effectuent les transformations d'énergie. Il est fourni à ce système une énergie d'injection, E_I , transférée en énergie élastique libérée par rupture, ΔW . Chacune des fractures engendrées est caractérisée par son moment sismique, M_0 .

D'après [Scholz, 2002], l'efficacité sismique peut être définie par

$$\eta_S = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0 + \sigma_f} \quad (5.6)$$

Nous introduisons $\tilde{\epsilon}$ comme égal au rapport entre énergie radiée, E_R , et moment sismique, M_0 [Kanamori and Brodsky, 2004]. Alors, nous pouvons écrire

$$\Delta W = \frac{\tilde{\epsilon}}{\eta_S} M_0. \quad (5.7)$$

Enfin, à l'aide de cette expression et de l'équation (5.4), nous obtenons

$$M_0 = \frac{\chi\eta}{\tilde{\epsilon}} E_I \quad (5.8)$$

$$\text{ou encore} \quad M_0 = \frac{\chi\eta_S}{\tilde{\epsilon}} \int_{t_0}^{t_{end}} P(t)\dot{V}(t)dt. \quad (5.9)$$

Nous obtenons ainsi une expression liant le moment sismique total possible aux paramètres d'injection P et \dot{V} . Une première estimation des résultats donnés par l'équation (5.9) peut alors être obtenue pour le cas d'une injection à débit et pression constants à P_0 et \dot{V}_0 :

$$M_0 = \frac{\chi\eta_S}{\tilde{\epsilon}} P_0 V_0 \quad (5.10)$$

avec V_0 le volume de fluide injecté durant la période de temps $[t_0 \quad t_{end}]$ et P_0 , la pression de fluide lors de l'injection.

Si nous supposons maintenant que toute l'énergie d'injection est convertie en énergie pour la rupture, alors $\chi = 1$, que $\eta = 0.06$, pris comme borne supérieure de l'efficacité sismique d'après [McGarr, 1999], et que $\tilde{\epsilon} = 6 \cdot 10^{-5}$, valeur typique extraite de [Kanamori, 2004], nous obtenons alors

$$M_0 = 10^3 P_0 V_0. \quad (5.11)$$

L'équation (5.11) permet d'estimer le moment maximum attendu pour un séisme induit dans le cas d'une injection à pression et débit constants. Dans ce cas, nous considérons alors que toute l'énergie injectée est libérée lors d'un seul séisme. Une telle relation apparaît semblable à celle proposée par [McGarr, 1999] :

$$M_0 = G_{cis} \cdot V_0, \quad (5.12)$$

avec G_{cis} , le module de cisaillement des roches qui composent le réservoir. Si nous prenons une valeur typique de pression d'injection égale à 30MPa (pression d'injection dans le réservoir de Bâle), nous obtenons alors :

$$M_0 = 30 \cdot 10^9 \cdot V_0. \quad (5.13)$$

Supposant que l'équation (5.9) offre une description correcte du transfert d'énergie dans notre système, nous pouvons l'inverser afin d'estimer l'efficacité de l'injection, χ .

5.3 Exemple de Soultz-sous-Forêts

Nous nous intéressons au cas du réservoir géothermique de Soultz-sous-Forêts situé au Nord de l'Alsace et lieu de tests hydrauliques depuis les années 1990. Nous nous concentrons sur l'étude quatre stimulations ayant eu lieu en 2000, 2003, 2004 et 2005. Durant

chacune de ces stimulations, la pression d'injection ainsi que le débit d'injection ont été enregistrés à des intervalles de temps de 5 minutes. De plus, des capteurs placés à la fois à la surface et dans des puits ont permis l'élaboration de catalogues de sismicité induite lors de ces périodes de tests hydrauliques. Pour chacune de ces périodes nous estimons l'énergie totale d'injection et la somme des moments sismiques de tous les événements inventoriés dans le réservoir durant le temps de stimulation (Figure 5.2).

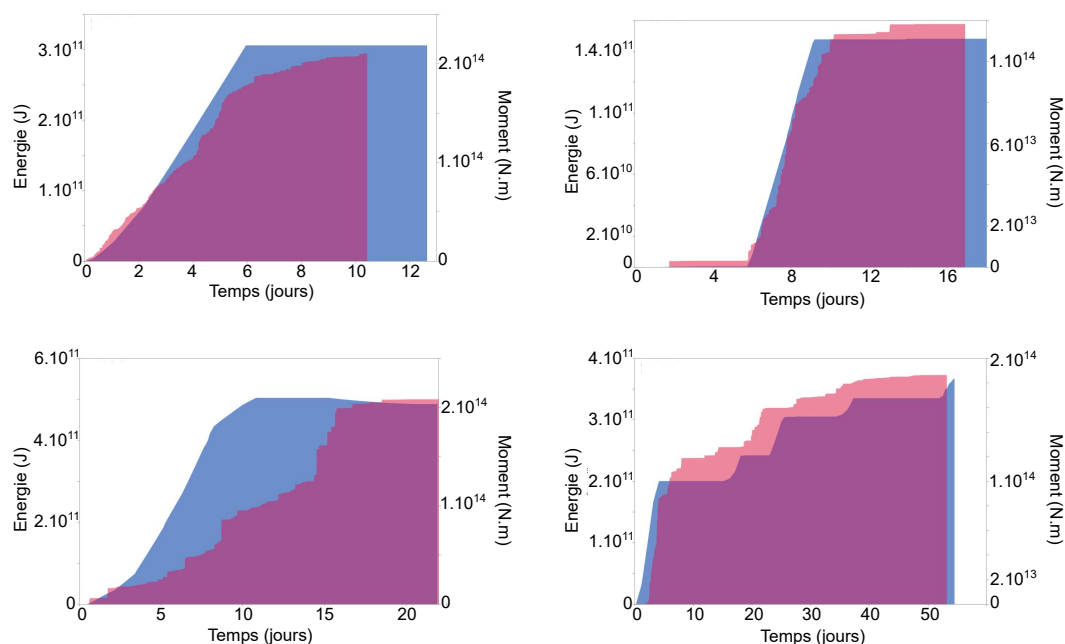


FIGURE 5.2 – Évolution de l'énergie d'injection (surface bleue) et du moment sismique cumulés (surface rouge) associés aux stimulations hydrauliques de (a) 2000, (b) 2003, (c) 2004 et (d) 2005.

A partir des résultats obtenus pour les quatre périodes de stimulation étudiées, nous estimons la proportion d'énergie injectée dissipée lors de rupture. De l'équation (5.8), nous déduisons la relation

$$\chi = \frac{M_0 \tilde{\epsilon}}{E_I \eta}, \quad (5.14)$$

et par l'utilisation des valeurs typiques de $\tilde{\epsilon}$ et η , nous obtenons

$$\chi = \frac{M_0}{E_I} \cdot 10^{-3}. \quad (5.15)$$

Le rapport M_0/E_I est trouvé égal à $7 \cdot 10^2$, $4 \cdot 10^2$, $8 \cdot 10^2$ et $5 \cdot 10^2$ pour les phases de stimulation ayant eu lieu respectivement en 2000, 2003, 2004 et 2005. Nous obtenons ainsi une valeur moyenne de χ égale à 60% suggérant que la plus grande part de l'énergie d'injection est transférée pour la rupture dynamique du milieu et est génératrice d'événements sismiques. Cette valeur de χ apparaît importante au vu des résultats obtenus par [Cornet

et al., 1997] suggérant qu'une partie de la déformation dans le réservoir se fait asismiquement. Cependant, ces résultats pourraient être affectés par les fortes approximations réalisées lors de notre raisonnement (i.e. énergie potentielle nulle au début de la phase d'injection) et sur les valeurs des paramètres $\tilde{\epsilon}$ et η . De plus, la conversion entre magnitude des événements sismiques enregistrés sur le terrain et moment sismique peut, elle aussi, être source d'incertitudes dans nos estimations de χ . Nous constatons cependant que cette valeur est très supérieure à celle que nous estimons pour le même réservoir lors d'une phase de circulation de 11 mois ayant débuté en novembre 2009 qui n'a généré que très peu de sismicité ($\chi \sim 1\%$). Cette phase de circulation, contrairement aux phases de stimulation présentées plus haut, se déroule à des valeurs de pression d'injection beaucoup plus faibles. Si nous considérons un modèle où la vitesse de propagation des fractures dans le réservoir géothermique est liée directement à la pression d'injection, nous pouvons mettre en relation les résultats obtenus à l'échelle du réservoir et ceux observés en laboratoire. En effet, si nous supposons que les propriétés du réservoir sont les mêmes pour toutes les phases de stimulation et de circulation analysées ici, alors les variations de sismicité et d'énergie sismique radiée sont essentiellement liées aux propriétés de chargement propres à chacune de ces phases. Nous aboutissons alors bien à une relation entre vitesses de propagation de la rupture et part d'énergie radiée de façon sismique. Enfin, nous noterons qu'il serait intéressant d'inverser directement les propriétés de l'interface, à travers le coefficient de la loi de puissance de l'équation (22) présentée dans l'article "Energy partitioning during sub-critical mode I crack propagation through a heterogeneous interface", en considérant une loi globale entre pression d'injection et vitesse de propagation des fractures dans le réservoir.

5.4 Étude expérimentale du glissement sur une faille en contexte d'exploitation de réservoir géothermique

Afin de se rapprocher au plus près des conditions qui peuvent exister sur les failles en conditions naturelles, nous aurons aussi développé un dispositif expérimental pour l'étude de la relation entre glissement lent et sismicité. Ce dernier ne repose non plus sur l'étude d'une fracture, mais sur l'analyse d'un glissement au niveau d'une interface. Le dispositif a pour vocation, à la fois d'étudier le glissement se déroulant dans les réservoirs géothermiques et, plus généralement, de caractériser le rôle des aspérités sur des failles en fluage.

Le montage expérimental mis en place pour ce projet repose sur la mise en jeu d'une interface glissant lentement sous un chargement normal constant appliqué à l'aide d'une presse uniaxiale (Figure 5.3). Cette contrainte normale sera libre de toute autre force de glissement grâce à la présence d'une table à déplacement entre le piston et le système. Une structure en aluminium transfère le chargement normal à une plaque de verre placée à sa base. Un miroir placé au sein de cette structure en aluminium permet une visualisation directe de l'interface verre/échantillon. L'échantillon étudié est constitué de silicone. La surface du matériau déformable en contact avec la plaque de verre est recouverte de billes de PMMA de diamètre variable. La plaque de verre est connectée à une table à déplace-

ment motorisée imposant un déplacement en cisaillement à l'interface verre/échantillon. Les billes représentent des aspérités interagissant dans un milieu élastique subissant un cisaillement.

Des capteurs de force permettent d'évaluer les contraintes normales et de cisaillement appliquées au système. Le suivi optique est assuré à l'aide d'un appareil photo Nikon D800 enregistrant des images haute résolution des billes de PMMA. Le glissement au niveau de chaque bille est analysé par corrélation d'image et est restitué en temps et en espace. Des capteurs acoustiques seront placés sur la plaque de verre afin d'enregistrer les signaux acoustiques liés à des épisodes de glissements rapides. En faisant varier la contrainte normale appliquée au système ou la topographie de l'interface de l'échantillon, nous viserons à comprendre comment ces paramètres affectent le partitionnement entre phénomènes sismiques et asismiques. L'effet mécanique des fluides, d'un intérêt certain pour l'étude d'opérations géothermiques, sera modélisé par la variation de la contrainte normale, imitant le changement de pression effective induit par des fluctuations de pression de pores. Des perturbations thermiques seront mises en jeu à la fois à l'échelle des aspérités et de l'échantillon.

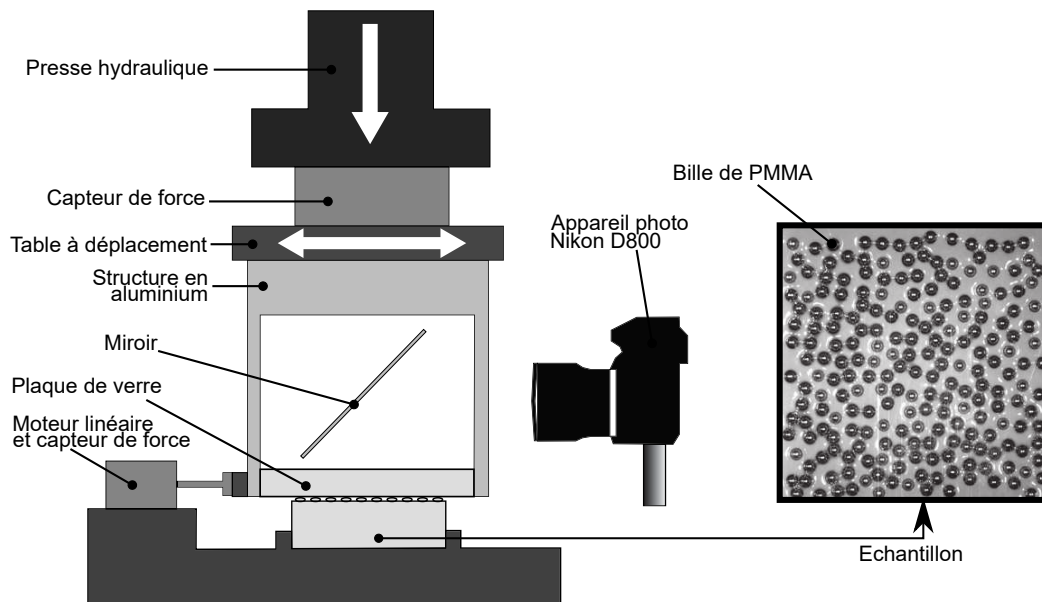


FIGURE 5.3 – Montage expérimental : à gauche, vue de côté et à droite, vue de dessus de l'échantillon.

Ce nouveau montage expérimental permettra ainsi d'identifier les facteurs contrôlant le partitionnement entre glissements sismiques et asismiques. Cette étude s'intéressera particulièrement à l'analyse de paramètres applicables à des études géothermiques (température/contrainte normale). Les résultats expérimentaux seront appliqués à un contexte plus grande échelle par le développement de relations d'échelle entre laboratoire et réservoir géothermique.

CHAPITRE 6

Conclusions

Ce travail de thèse aura abordé l'étude du rôle des hétérogénéités dans les processus se déroulant sur des failles à travers une approche analogique. Dans un premier temps, nous aurons étudié l'influence de ces hétérogénéités de l'interface sur le budget énergétique d'une fracture se propageant en mode I (ouverture). Le budget énergétique impliqué dans la propagation d'une fracture en tension comprend typiquement des dissipations d'énergie de deux types : l'énergie de fracture, liée à la création de nouvelles surfaces de rupture, et l'énergie radiée acoustiquement. Le risque induit lors d'une rupture étant lié à la part d'énergie libérée en ondes acoustiques, il apparaît important d'évaluer précisément le partitionnement de l'énergie lors de la propagation d'une fracture. En particulier, la plupart des surfaces de rupture naturelles n'étant pas parfaitement lisses, il semble crucial de déterminer comment la présence d'aspérités sur l'interface peut contrôler le taux d'énergie radiée durant la rupture.

Nous aurons ainsi développé un dispositif analogique pour l'étude de cette problématique. Le modèle analogique utilisé pour l'étude de ce partitionnement énergétique aura mis en jeu la propagation stable d'une fracture en mode I le long d'une interface hétérogène, pour des vitesses de ruptures variables (de 0.044mm/s à 8.1mm/s). Afin d'estimer quantitativement la répartition de l'énergie entre énergie de fracture et énergie radiée acoustiquement, nous nous serons intéressés à l'estimation de l'efficacité de radiation, η_R . Ce paramètre est défini comme le rapport entre énergie radiée et somme des énergie radiée et énergie disponible pour la propagation de la rupture. Cette étude aura montré une dépendance positive non linéaire entre efficacité de radiation, η_R , et vitesse moyenne de rupture, v . Cette tendance, observée sur deux ordres de grandeur, apparaît indépendante du désordre initial introduit le long de l'interface de rupture. De plus, elle semble être en corrélation avec un modèle impliquant des fluctuations de la vitesse locale de rupture liées au blocage et déblocage du front de fracture au niveau d'aspérités. Les résultats expérimentaux mènent ainsi à la relation $\eta_R \propto v^{0.55}$, différente de celle attendue pour un cas de rupture homogène, et précisent le rôle des aspérités présentes le long d'une surface

de rupture dans le partitionnement de l'énergie dissipée lors de la fracture.

Dans un deuxième temps, afin de se rapprocher le plus possible des conditions des failles en milieu naturel, nous nous sommes intéressés aux fractures se propageant en mode de cisaillement (mode III), plus représentatif des processus de fracturation sur les failles que le mode I. Nous aurons ainsi vérifié que les propriétés de la propagation pour un chargement en mode I sont similaires à celles observées pour un chargement en cisaillement. Nous aurons fait évoluer le dispositif expérimental en imposant un déplacement parallèle à l'interface de rupture afin de traquer l'évolution d'un front se propageant en mode III. Nous aurons pu alors comparer les résultats obtenus en mode III aux observations faites pour la propagation d'un front de fracture en mode I. Nous aurons observé, pour les modes de chargement I et III, des résultats très similaires. Bien que la géométrie macroscopique du front ne soit pas la même, les propriétés géométriques et dynamiques à petite échelle ne semblent pas affectées par le mode de chargement à l'origine de la rupture. Tous les paramètres testés en mode III (exposant de rugosité, exposant dynamique, distribution de vitesses locales, et distribution de taille des avalanches) sont très proches de ceux obtenus pour la propagation d'un front en mode I.

Cette approche analogique originale aura ainsi permis de préciser le rôle des hétérogénéités lors des processus de fracture. L'impact de ces hétérogénéités sur la propagation des fractures peut être non trivial et donner naissance, à travers des corrélations longues portées, à un comportement global n'apparaissant pas nécessairement comme une simple mise à l'échelle des processus observés à petite échelle. Il est donc important de prendre en compte ces fluctuations de l'interface lors de l'analyse de phénomènes naturels souvent observés avec une résolution ne permettant qu'une étude du comportement macroscopique de la rupture.

Le rôle des fluctuations des propriétés de l'interface pourrait être étendu à d'autres problématiques tout en conservant une approche analogique telle que celle utilisée lors de notre étude. En effet, non seulement la présence d'hétérogénéités peut affecter le partitionnement de l'énergie, mais elle peut aussi être liée à des variations temporelles et spatiales de la vitesse de rupture le long d'une faille tectonique, difficiles à appréhender [Ripperger et al., 2007]. D'autre part, à grande échelle, l'influence des hétérogénéités sur les propriétés du glissement sur les failles peut avoir de nombreuses implications. Elle a notamment été questionnée lors de l'étude de glissements lents et de failles en fluage [Skarbak et al., 2012, Khoshmanesh and Shirzaei, 2018]. En effet, de par l'évolution de l'instrumentation géodésique, nous constatons, depuis plusieurs années, que le glissement sur les failles, souvent qualifié de continu, est en réalité constitué en permanence d'épisodes de glissements lents localisés en temps et en espace. Ces observations laissent ainsi penser à un comportement des failles plus épisodique que ce que les modèles ne laissent entrevoir [Frank, 2016].

Afin de se rapprocher au maximum des conditions de chargement existant sur les failles et en vue de passer d'une approche en fracture à une approche en frottement, nous aurons aussi développé un nouveau montage expérimental (voir la section 5.4). Ce dispositif aura pour but d'étudier plus précisément les effets des aspérités présentes sur la surface de faille dans le glissement. Le montage sera principalement utilisé pour l'étude de ruptures

en fluage (creep) souvent observées dans différents contextes géologiques [Bourouis and Bernard, 2007, Rubin et al., 1999, Wei et al., 2013].

Bibliographie

- [Aki, 1966] Aki, K. (1966). Generation and propagation of g waves from the niigata earthquake of june 16, 1964. part 2. estimation of earthquake movement, released energy, and stress-strain drop from the g wave spectrum. Bull. Earthq. Res. Inst., 44 :73–88.
- [Aki, 1979] Aki, K. (1979). Characterization of barriers on an earthquake fault. J. Geophys. Res., 84(B11) :6140–6148.
- [Aki, 1984] Aki, K. (1984). Asperities, barriers, characteristic earthquakes and strong motion prediction. J. Geophys. Res., 89(B7) :5867–5872.
- [Ammon et al., 2005] Ammon, C. J., Ji, C., Thio, H.-K., Robinson, D., Ni, S., Hjorleifsdottir, V., Kanamori, H., Lay, T., Das, S., Helmberger, D., Ichinose, G., Polet, J., and Wald, D. (2005). Rupture process of the 2004 sumatra-andaman earthquake. Science, 308(5725) :1133–1139.
- [Anderson, 2005] Anderson, T. L. (2005). Fracture Mechanics : Fundamentals and Applications, 3rd Ed. CRC Press.
- [Ariyoshi et al., 2012] Ariyoshi, K., Matsuzawa, T., Ampuero, J.-P., Nakata, R., Hori, T., Kaneda, Y., Hino, R., and Hasegawa, A. (2012). Migration process of very low-frequency events based on a chain-reaction model and its application to the detection of preseismic slip for megathrust earthquakes. Earth, Planets and Space, 64.
- [Atkinson, 1984] Atkinson, B. K. (1984). Subcritical crack growth in geological materials. J. Geophys. Res. : Solid Earth, 89(B6) :4077–4114.
- [Baisch et al., 2010] Baisch, S., Vörös, R., Rothert, E., Stang, H., Jung, R., and Schellschmidt, R. (2010). A numerical model for fluid injection induced seismicity at soultz-sous-forêt. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 47 :405–413.
- [Baisch et al., 2009] Baisch, S., Vörös, R., Weidler, R., and Wyborn, D. (2009). Investigation of fault mechanisms during geothermal reservoir stimulation experiments in the cooper basin, australia. Bull. Seismol. Soc. Am., 99(1) :148–158.
- [Baujard et al., 2017] Baujard, C., Genter, A., Dalmais, E., Maurer, V., Hehn, R., Rossillette, R., Vidal, J., and Schmittbuhl, J. (2017). Hydrothermal characterization of wells grt-1 and grt-2 in rittershoffen, france : Implications on the understanding of natural flow systems in the rhine graben. Geothermics, 65 :255–268.

- [Ben-Zion, 2008] Ben-Zion, Y. (2008). Collective behavior of earthquakes and faults : Continuum-discrete transition, progressive evolutionary changes, and different dynamic regimes. Reviews of Geophysics, 46(4RG4006).
- [Benson et al., 2008] Benson, P. M., Venciguerra, S., Meredith, P. G., and Young, R. P. (2008). Laboratory simulation of volcano seismicity. Science, 322(5899) :249–252.
- [Bilek and Engdahl, 2007] Bilek, S. L. and Engdahl, E. R. (2007). Rupture characterization and aftershock relocations for the 1994 and 2006 tsunami earthquakes in the java subduction zone. Geophys. Res. Lett., 34(20).
- [Boler, 1990] Boler, F. M. (1990). Measurements of radiated elastic wave energy from dynamic tensile cracks. J. Geophys. Res. : Solid Earth, 95(B3) :2593–2607.
- [Bouchon et al., 2001] Bouchon, M., Bouin, M.-P., Karabulut, H., Toksoz, N. M., Dietrich, M., and Rosakis, A. J. (2001). How fast is rupture during an earthquake? new insights from the 1999 turkey earthquakes. Geophys. Res. Lett., 28(14).
- [Bouchon and Vallée, 2003] Bouchon, M. and Vallée, M. (2003). Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 kunlunshan earthquake. Science, 301(5634) :824–826.
- [Bourouis and Bernard, 2007] Bourouis, S. and Bernard, P. (2007). Evidence for coupled seismic and aseismic fault slip during water injection in the geothermal site of soultz (france), and implications for seismogenic transients. Geophys. J. Int., 169(2) :723–732.
- [Candela et al., 2011] Candela, T., Renard, F., Schmittbuhl, J., Bouchon, M., and Brodsky, E. E. (2011). Fault slip distribution and fault roughness. Geophys. J. Int., 187 :959–968.
- [Christel et al., 1988] Christel, P., Meunier, A., Dorlot, J.-M., Crolet, J.-M., Witvoet, J., Sedel, L., and Boutin, P. (1988). Biomechanical compatibility and design of ceramic implants for orthopedic surgery. Annals of the New York Academy of Sciences, 523(1).
- [Cornet et al., 1997] Cornet, F. H., Helm, J., Poitrenaud, H., and Etchecopar, A. (1997). Seismic and aseismic slips induced by large-scale fluid injections. Pure Appl. Geophys., 150 :563–583.
- [Cuenot et al., 2008] Cuenot, N., Dorbath, C., and Dorbath, L. (2008). Analysis of the microseismicity induced by fluid injections at the egs site of soultz-sous-forêts (alsace, france) : Implications for the characterization of the geothermal reservoir properties. Pure Appl. Geophys., 165(5) :797–828.
- [Dragert et al., 2001] Dragert, H., Wang, K., and James, T. S. (2001). A silent slip event on the deeper cascadia subduction interface. Science, 292 :1525–1528.
- [Dragert et al., 2004] Dragert, H., Wang, K., and Rogers, G. (2004). Geodetic and seismic signatures of episodic tremor and slip in the northern cascadia subduction zone. Earth Planets Space, 56 :1143–1150.
- [Evans et al., 1990] Evans, B., Fredrich, J. T., and Wong, T.-F. (1990). The brittle-ductile transition in rocks : Recent experimental and theoretical progress. Geophys. Monograph, 56.
- [Fialko, 2007] Fialko, Y. (2007). Fracture and Frictional Mechanics - Theory, pp 95-98. Elsevier B.V.

- [Fischer and Guest, 2011] Fischer, T. and Guest, A. (2011). Shear and tensile earthquakes caused by fluid injection. Geophys. Res. Lett., 38(5) :1–4.
- [Frank, 2016] Frank, W. B. (2016). Slow slip hidden in the noise : The intermittence of tectonic release. Geophys. Res. Lett., 43(19).
- [Gao and Rice, 1989] Gao, H. and Rice, J. R. (1989). A first-order perturbation analysis of crack trapping by arrays of obstacles. J. Appl. Mech., 56 :828–836.
- [Gao et al., 1991] Gao, H., Rice, J. R., and Lee, J. (1991). Penetration of a quasi-statically slipping crack into a seismogenic zone of heterogeneous fracture resistance. J. Geophys. Res., 96(B13) :21,535–21,548.
- [Giardini, 2009] Giardini, D. (2009). Geothermal quake risks must be faced. Nature, 462 :848–849.
- [Griffith, 1920] Griffith, A. A. (1920). The phenomenon of rupture and flow in solids. Philosophical Transaction of the Royal Society, A221 :163–198.
- [Grob et al., 2009] Grob, M., Schmittbuhl, J., Toussaint, R., Rivera, L., Santucci, S., and Måløy, K. J. (2009). Quake catalog from an optical monitoring of an interfacial crack propagation. Pure Appl. Geophys., 166(5-7) :777–799.
- [Gudmundsson, 2011] Gudmundsson, A. (2011). Rock fractures in geological processes. Cambridge University Press.
- [Gundmundsson, 2011] Gundmundsson, A. (2011). Rock fractures in geological processes. Cambridge University Press.
- [Gundmundsson2002, 2002] Gundmundsson2002 (2002). Propagation pathways and fluid transport of hydrofractures in jointed and layered rocks in geothermal fields. J. Volcanol. Geotherm. Res., 116(3) :257–278.
- [Havskov and Alguacil, 2016] Havskov, J. and Alguacil, G. (2016). Instrumentation in Earthquake Seismology, 2nd Edition. Springer International Publishing.
- [Hillers et al., 2007] Hillers, G., Mai, P., Ben-Zion, Y., and Ampuero, J.-P. (2007). Statistical properties of seismicity of fault zones at different evolutionary stages. Geophys. J. Int., 169 :515–533.
- [Husseini et al., 1975] Husseini, M. I., Jovanovich, D. B., Randall, M. J., and Freund, L. B. (1975). The fracture energy of earthquakes. Geophys. J. Int., 43(2) :367–385.
- [Irwin, 1956] Irwin, G. R. (1956). Onset of fast crack propagation in high strength steel and aluminium alloys. NRL Report, 4763.
- [Irwin and Kies, 1954] Irwin, G. R. and Kies, J. A. (1954). Critical energy rate analysis of fracture strength. Weld. J., 4763 :193–198.
- [Kanamori, 1972] Kanamori, H. (1972). Mechanism of tsunami earthquakes. Phys. Earth Planet. Interiors, 6 :346–359.
- [Kanamori, 1977] Kanamori, H. (1977). The energy release in great earthquakes. J. Geophys. Res., 82(20).
- [Kanamori, 2004] Kanamori, H. (2004). The diversity of the physics of earthquakes. Proc. Jpn Acad., Series B, Phys. Biol. Sci., 80 :297–316.

- [Kanamori and Brodsky, 2004] Kanamori, H. and Brodsky, E. E. (2004). The physics of earthquakes. Rep. Progr. Phys., 67 :1429–1496.
- [Kanamori and Stewart, 1978] Kanamori, H. and Stewart, S. (1978). Seismological aspects of the guatemala earthquake of february 4, 1976. J. Geophys. Res., 83(B7) :3427–3434.
- [Kaneko et al., 2010] Kaneko, Y., Avouac, J.-P., and Lapusta, N. (2010). Towards inferring earthquake patterns from geodetic observations of interseismic coupling. Nat. Geosci., 3 :363–369.
- [Kao et al., 2010] Kao, H., Wang, K., Dragert, H., Kao, J., and Rogers, G. (2010). Estimating seismic moment magnitude (mw) of tremor bursts in northern cascadia : Implication for the "seismic efficiency" of episodic tremor and slip. Geophys. Res. Lett., 37(19).
- [Kato et al., 2012] Kato, A., Obara, K., Igarashi, T., Tsuruoka, H., Nakagawa, S., and Hirata, N. (2012). Propagation of slow slip leading up to the 2011 m_w 9.0 tohoku-oki earthquake. Science.
- [Khoshmanesh and Shirzaei, 2018] Khoshmanesh, M. and Shirzaei, M. (2018). Episodic creep events on the san andreas fault caused by pore pressure variations. Nature Geoscience, 11 :610–614.
- [Kim et al., 2004] Kim, Y.-S., Peacock, D. C. P., and Sanderson, D. J. (2004). Fault damage zones. J. Struct. Geol., 26(3) :503–517.
- [Knopoff, 1958] Knopoff, L. (1958). Energy release in earthquakes. Geophys. J. Int., 1(1) :44–52.
- [Lawn, 1993] Lawn, B. (1993). Fracture of brittle solid. Cambridge University Press.
- [Lay, 2016] Lay, T. (2016). Great earthquakes on plate boundaries.
- [Lay and Kanamori, 1981] Lay, T. and Kanamori, H. (1981). An asperity model of large earthquake sequence. Earthquake Prediction, 4 :579–592.
- [Šílený et al., 2009] Šílený, J., Hill, D. P., Eisner, L., and Cornet, F. H. (2009). Non–double-couple mechanisms of microearthquakes induced by hydraulic fracturing. J. Geophys. Res. : Solid Earth, 114(D8).
- [Lengliné et al., 2017] Lengliné, O., Boubacar, M., and Schmittbuhl, J. (2017). Seismicity related to the hydraulic stimulation of grt1, rittershoffen, france. Geophys. J. Int., 208(3) :1704–1715.
- [Lengliné et al., 2012] Lengliné, O., Elkhoury, J., Daniel, G., Schmittbuhl, J., Toussaint, R., Ampuero, J. P., and Bouchon, M. (2012). Interplay of seismic and aseismic deformations during earthquake swarms : An experimental approach. Earth Planet. Sci. Lett., 331–332 :215–223.
- [Lengliné et al., 2011a] Lengliné, O., Schmittbuhl, J., Elkhoury, J. E., Ampuero, J. P., Toussaint, R., and Måløy, K. J. (2011a). Downscaling of fracture energy during brittle creep experiments. J. Geophys. Res., 116 :B08215–1–14.
- [Lengliné et al., 2011b] Lengliné, O., Toussaint, R., Schmittbuhl, J., Elkhoury, J., Ampuero, J. P., Tallakstad, K. T., Santucci, S., and Måløy, K. J. (2011b). Average crack-front velocity during subcritical fracture propagation in a heterogeneous medium. Phys. Rev. E, 84 :036104.

- [Lohman and McGuire, 2007] Lohman, R. B. and McGuire, J. J. (2007). Earthquake swarms driven by aseismic creep in the salton trough, california. J. Geophys. Res., 112(B04405).
- [Madariaga, 1979] Madariaga, R. (1979). On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity. J. Geophys. Res., 84 :2243–2250.
- [Majer and Doe, 1986] Majer, E. L. and Doe, T. W. (1986). Studying hydrofractures by high frequency seismic monitoring. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., 23(3) :185–199.
- [Måløy et al., 2006] Måløy, K. J., Santucci, S., Schmittbuhl, J., and Toussaint, R. (2006). Local waiting time fluctuations along a randomly pinned crack front. Phys. Rev. Lett., 96 :045501–1–4.
- [Måløy and Schmittbuhl, 2001] Måløy, K. J. and Schmittbuhl, J. (2001). Dynamical event during slow crack propagation. Phys. Rev. Lett., 87(10).
- [Marsan, 2006] Marsan, D. (2006). Can coseismic stress variability suppress seismicity shadows? insights from a rate-and-state friction. J. Geophys. Res., 11(B06305).
- [Maxwell, 2010] Maxwell, S. C. (2010). Petroleum reservoir characterization using down-hole microseismic monitoring. Geophysics, 75(75A) :129–137.
- [McGarr, 1999] McGarr, A. (1999). On relating apparent stress to the stress causing earthquake fault slip. J. Geophys. Res. : Solid Earth, 104(B2).
- [Mignan et al., 2015] Mignan, A., Landtwing, D., Kästli, P., Mena, B., and Wiemer, S. (2015). Induced seismicity risk analysis of the 2006 basel, switzerland, enhanced geothermal system project : Influence of uncertainties on risk mitigation. Geothermics, 53 :133–146.
- [Miller et al., 2002] Miller, M. M., Melbourne, T., Johnson, D. J., and Summer, W. Q. (2002). Periodic slow earthquakes from the cascadia subduction zone. Science, 295(5564) :2423.
- [Mott, 1948] Mott, N. F. (1948). Fracture of metals : theoretical considerations. Engineering, 165(4275) :16–18.
- [Obara et al., 2004] Obara, K., Hirose, H., Yamamizu, F., and Kasahara, K. (2004). Episodic slow slip events accompanied by non volcanic tremors in southwest japan subduction zone. Geophys. Res. Lett., 31(23).
- [Ohnaka, 2013] Ohnaka, M. (2013). The Physics of Rock Failure and Earthquakes. Cambridge University Press.
- [Okubo and Aki, 1987] Okubo, P. G. and Aki, K. (1987). Fractal geometry in the san andreas fault system. J. Geophys. Res., 92(B1) :345–355.
- [Peng and Gomberg, 2010] Peng, Z. and Gomberg, J. (2010). An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena. Nat. Geosci., 3 :599–607.
- [Radiguet et al., 2016] Radiguet, M., Perfettini, H., Cotte, N., Gualandi, A., Valette, B., Kostoglodov, V., Lhomme, T., Walpersdorf, A., Cabral Cano, E., and Campillo, M. (2016). Triggering of the 2014 m_w 7.3 papanao earthquake by a slow slip event in guerrero, mexico. Nature, 9 :829–833.

- [Ripperger et al., 2007] Ripperger, J., Ampuero, J.-P., Mai, P. M., and Giardini, D. (2007). Earthquake source characteristics from dynamic rupture with constrained stochastic fault stress. *J. Geophys. Res. : Solid Earth*, 112(B4311).
- [Rubin, 1993] Rubin, A. M. (1993). Tensile fracture of rock at high confining pressure : Implication for dike propagation. *J. Geophys. Res.*, 98(B9) :919–935.
- [Rubin et al., 1998] Rubin, A. M., Gillard, D., and Got, J.-L. (1998). A reinterpretation of seismicity associated with the january 1983 dike intrusion at kilauea volcano, hawaii. *J. Geophys. Res. : Solid Earth*, 103(B5).
- [Rubin et al., 1999] Rubin, A. M., Gillard, D., and Got, J.-L. (1999). Streaks of microearthquakes along creeping faults. *Nature*, 400 :635–641.
- [Santucci et al., 2010] Santucci, S., Grob, M., Toussaint, R., Schmittbuhl, J., and Måløy, K. J. (2010). Fracture roughness scaling : a case study on planar cracks. *Europhys. Lett.*, 92(44001).
- [Sauter and Dorman, 1986] Sauter, A. M. and Dorman, L. M. (1986). Instrument calibration of ocean bottom seismographs. *Mar. Geophys. Res.*, 8 :265–275.
- [Scherbaum, 2013] Scherbaum, F. (2013). *Of Poles and Zeros*, volume 15. Springer Netherlands.
- [Schmittbuhl et al., 2006] Schmittbuhl, J., Chambon, G., Hansen, A., and Bouchon, M. (2006). Are stress distribution along faults the signature of asperity squeeze ? *Geophys. Res. Lett.*, 33(13).
- [Schmittbuhl et al., 2001] Schmittbuhl, J., Delaplace, A., and Måløy, K. J. (2001). *Proc. NATO Advance Study Institute on Physical Aspects of Fracture*. Kluwer Academic Publishers.
- [Schmittbuhl and Måløy, 1997] Schmittbuhl, J. and Måløy, K. J. (1997). Direct observation of a self-affine crack propagation. *Phys. Rev. Lett.*, 78(20) :3888–3891.
- [Scholz, 1998] Scholz, C. H. (1998). Earthquakes and friction laws. *Nature*, 391 :37–42.
- [Scholz, 2002] Scholz, C. H. (2002). *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge University Press.
- [Scholz, 2013] Scholz, C. H. (2013). *The Mechanics of Earthquakes and Faulting, 2nd Edition*. Cambridge University Press.
- [Skarbek et al., 2012] Skarbek, R. M., Rempel, A. W., and Schmidt, D. A. (2012). Geologic heterogeneity can produce aseismic slip transients. *Geophys. Res. Lett.*, 39(21).
- [Socquet et al., 2017] Socquet, A., Valdes, J. P., Jara, J., Cotton, F., Walpersdorf, A., Cotte, N., Specht, S., Ortega-Culaciati, F., Carrizo, D., and Norabuena, E. (2017). An 8 month slow slip event triggers progressive nucleation of the 2014 chile megathrust. *Geophys. Res. Lett.*, 44 :4046–4053.
- [Tallakstad et al., 2011] Tallakstad, K. T., Toussaint, R., Santucci, S., Schmittbuhl, J., and Måløy, K. J. (2011). Local dynamics of a randomly pinned crack front during creep and forced propagation : An experimental study. *Phys. Rev. E*, 83(4) :046108.
- [Tanioka and Sataka, 1996] Tanioka, Y. and Sataka, K. (1996). Fault parameters of the 1896 sanriku tsunami earthquake estimated from tsunami numerical modeling. *Geophys. Res. Lett.*, 23(13) :1549–1552.

-
- [Udías et al., 2014] Udías, A., Madariaga, R., and Buforn, E. (2014). Source Mechanisms of Earthquakes, Theory and Practice. Cambridge University Press.
- [Venkataraman and Kanamori, 2004] Venkataraman, A. and Kanamori, H. (2004). Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes. J. Geophys. Res. : Solid Earth, 109(B5).
- [Vermilye and Scholz, 1998] Vermilye, J. M. and Scholz, C. H. (1998). The process zone : A microstructural view of fault growth. J. Geophys. Res., 103.
- [Wei et al., 2013] Wei, M., Kaneko, Y., Liu, Y., and McGuire, J. J. (2013). Episodic fault creep events in california controlled by shallow frictional heterogeneity. Nature, 6 :566–570.
- [Wielandt, 2002] Wielandt, E. (2002). 18 - seismometry. In Lee, W. K., Kanamori, H., Jennings, P. ., and Kisslinger, C., editors, International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Part A, volume 81 of International Geophysics, pages 283–304. Academic Press.
- [Zienkiewicz and Corneau, 1974] Zienkiewicz, O. C. and Corneau, I. C. (1974). Viscoplasticity and creep in elastic solid : A unified numerical approach. Int. J. Numerical Methods in Engineering, 8 :821–845.

Modélisation analogique du glissement sur une faille

Résumé

La présence de défauts sur les surfaces des failles tectoniques peut modifier le comportement de la rupture sur ces interfaces. Cependant, le rôle de ces hétérogénéités reste difficile à quantifier du fait de la résolution limitée de l'imagerie des failles en profondeur. Une approche analogique permettant de préciser l'impact des hétérogénéités dans la propagation de la fracture est présentée ici.

Cette analyse repose, tout d'abord, sur l'utilisation d'un montage expérimental assurant le suivi de la propagation d'une fracture sous contrainte de traction normale au plan de rupture (mode I). Le dispositif utilisé, mettant en jeu un suivi acoustique et optique de l'avancée du front de fracture, nous amène à déterminer l'impact des aspérités sur le partitionnement de l'énergie entre processus sismiques et asismiques. Nous faisons le lien entre efficacité de radiation et vitesse de rupture, localement perturbée par la présence de microstructures le long de l'interface.

Afin d'étendre nos résultats à d'autres modes de rupture, plus fréquemment observés lors de ruptures le long de failles tectoniques, nous nous intéressons à l'adaptation de notre montage expérimental pour l'observation d'une fracture se propageant en mode de cisaillement (mode III). L'analyse des propriétés morphologiques et dynamiques de l'avancée d'un front de rupture en mode III révèle des résultats semblables à ceux obtenus en mode I. Cela suggère que les résultats obtenus en mode I peuvent être étendu aux autres modes de ruptures.

Mots clé : Modélisation analogique, partitionnement de l'énergie, modes de rupture.

Résumé en anglais

The presence of defaults on the surface of tectonic faults can affect the behaviour of the rupture along those interfaces. However, because of the limited resolution of the faults imaging at depth, the implication of these heterogeneities remains hard to quantify. We present here an analogic approach enabling the precision of the impact of the heterogeneities on the fracture propagation.

On one hand, this analysis lays on the use of an experimental setup ensuring the monitoring of a fracture propagating under an imposed stress, normal to the rupture interface (mode I). The used model, implying an acoustic and an optical monitoring of the fracture front advance, leads us to the determination of the impact of asperities on the energy partitioning between seismic and aseismic processes. We make the link between radiation efficiency and rupture velocity, locally affected by the presence of microstructures along the interface.

On another hand, to extend our results to other rupture modes, which are observed more often during rupture on tectonic faults, we get interested in the adaptation of our experimental setup for the observation of a fracture propagating under shear stress (mode III). The analysis of morphologic and dynamic properties of the mode III crack advance shows results similar to those obtained for mode I. This suggests eventually that the results observed in mode I can be extended to other rupture modes.

Key words: Analogic modelling, energy partitioning, rupture modes