



**HAL**  
open science

# Effets de l'hétérogénéité des failles sur la dynamique de la rupture : étude numérique et expérimentale

Soumaya Latour

► **To cite this version:**

Soumaya Latour. Effets de l'hétérogénéité des failles sur la dynamique de la rupture : étude numérique et expérimentale. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU055 . tel-00721946

**HAL Id: tel-00721946**

**<https://theses.hal.science/tel-00721946>**

Submitted on 31 Jul 2012

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

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

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique de la Terre**

Arrêté ministériel du 7 août 2006

Présentée par

**Soumaya Latour**

Thèse dirigée par :

**Michel Campillo, Christophe Voisin et Stefan Catheline**

préparée au sein de l' **Institut des Sciences de la Terre**  
et de l' **École doctorale Terre Univers Environnement**

# Effets de l'hétérogénéité des failles sur la dynamique de la rupture : étude numérique et expérimentale

Thèse soutenue publiquement le **22 novembre 2011**,  
devant le jury composé de :

**Mickael Tanter**

Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale, Rapporteur

**Stefan Nielsen**

Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Rapporteur

**Raúl Madariaga**

École Normale Supérieure, Examineur

**Hideo Aochi**

Bureau de Recherches Géologiques et Minières, Examineur

**Fabrice Cotton**

Université Joseph Fourier Grenoble I, Examineur

**Michel Campillo**

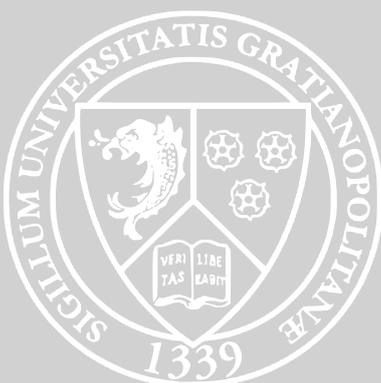
Université Joseph Fourier Grenoble I, Directeur de thèse

**Stefan Catheline**

Université Joseph Fourier Grenoble I, Directeur de thèse

**Christophe Voisin**

Centre National de la Recherche Scientifique, Directeur de thèse





## Résumé

Les tremblements de terre sont produits par de brusques relâchements des contraintes tectoniques localisés au niveau des failles. La dynamique de la rupture sismique peut être fortement dépendante des hétérogénéités de la faille, qui se traduisent par des hétérogénéités de ses propriétés de friction décrivant le contact entre les roches de part et d'autre de la faille. Ce travail propose d'étudier l'effet des hétérogénéités sur la dynamique de la rupture. Pour cela, nous adoptons deux approches : numérique et expérimentale. Dans une étude numérique, nous étudions l'effet des hétérogénéités de petite échelle sur des modèles tri-dimensionnels de rupture dynamique. Nous développons une méthode d'homogénéisation des hétérogénéités de petite échelle grâce à l'utilisation de lois de friction effectives. Ces lois de friction effectives permettent de reproduire les effets dynamiques des hétérogénéités de petite échelle sur la phase d'initiation de la rupture mais aussi, dans des modèles simples, sur la phase de propagation. Conjointement à cette étude numérique, nous proposons une technique expérimentale innovante pour l'étude de la dynamique de la rupture en laboratoire. Un dispositif d'imagerie par interférométrie des tavelures ultrasonores est couplé à une expérience de friction classique. En utilisant des patins constitués de solides mous, cette méthode permet de visualiser la propagation des ruptures sur l'interface de friction, ainsi que le champ d'onde émis à l'intérieur du matériau. Nous présentons les premiers résultats expérimentaux puis nous utilisons cette expérience pour visualiser l'effet des hétérogénéités de la surface de friction sur la dynamique de propagation des fronts de rupture.



## Table des matières

<b>I</b>	<b>La dynamique de la rupture des failles</b>	<b>5</b>
	<b>Chapitre 1 : Notions fondamentales sur la modélisation de la rupture des failles</b>	<b>7</b>
1.1	La roche : un solide élastique ? . . . . .	9
1.2	Friction et lois de frottement . . . . .	12
1.2.1	Expériences d'Amontons . . . . .	12
1.2.2	Lois dépendantes de l'état de l'interface et de la vitesse de glissement. . . . .	14
1.2.3	Lois dépendantes du glissement . . . . .	16
1.3	Description théorique des ruptures . . . . .	17
1.3.1	Approche statique . . . . .	17
1.3.2	Rupture en propagation à vitesses constante . . . . .	19
1.3.2.1	Facteur d'intensité des contraintes . . . . .	19
1.3.2.2	Résultats sur les vitesses plausibles de propagation des ruptures à vitesse constante . . . . .	24
1.3.2.3	Sur l'énergie de fracturation . . . . .	26
1.3.3	Ruptures à vitesses de propagation variables. . . . .	29
	<b>Chapitre 2 : Observations sismologiques de la rupture des failles</b>	<b>33</b>
2.1	Nucléation et vitesses de propagation . . . . .	35
2.1.1	Nucléation . . . . .	35
2.1.2	Vitesses de propagation . . . . .	37
2.2	Estimation des paramètres de la source grâce aux données sismologiques . . . . .	40
2.3	Effet de l'échelle d'observation . . . . .	44
<b>II</b>	<b>Étude numérique : homogénéisation des hétérogénéités</b>	

**de petite échelle par création de lois de frottement effectives** **53**

**Chapitre 3 : Notions fondamentales et théoriques nécessaires à la compréhension du processus d’homogénéisation par utilisation de lois effectives.** **55**

3.1	Description théorique de la nucléation . . . . .	57
3.1.1	Résolution du problème de l’initiation tri-dimensionnelle sur une faille infinie homogène . . . . .	58
3.1.2	Effet de la finitude des failles ou de leur hétérogénéité sur le processus d’initiation . . . . .	64
3.1.3	Le mode dominant . . . . .	65
3.2	Description du code numérique utilisé . . . . .	66

**Chapitre 4 : Lois de friction effectives pour l’homogénéisation des hétérogénéités de petite échelle dans la rupture dynamique tri-dimensionnelle** **71**

4.1	Introduction . . . . .	75
4.2	Heterogeneous and Equivalent Problems . . . . .	78
4.3	Spectral Construction of the Effective Friction Law . . . . .	82
4.4	One Scale Heterogeneous Fault . . . . .	85
4.4.1	Numerical Model . . . . .	85
4.4.2	The Effective Law . . . . .	86
4.4.3	Efficiency of the Effective Friction Law . . . . .	90
4.5	Two-Scale Heterogeneous Faults . . . . .	93
4.5.1	Regular Heterogeneity at Both Scales . . . . .	93
4.5.2	Uneven Distribution of the Large Scale Heterogeneity . . . . .	94
4.5.3	Uneven Distributions at Both Scales of Heterogeneity . . . . .	96
4.6	Discussion . . . . .	98
4.6.1	Heterogeneity of Initial Stress Level . . . . .	98
4.6.2	Propagation stage of the rupture . . . . .	100
4.6.3	Limits of the Use of Effective Friction . . . . .	103
4.7	Conclusion . . . . .	105

### III Étude expérimentale : friction de solides mous imagée par interférométrie des tavelures ultrasonores 107

#### Chapitre 5 : Description du dispositif expérimental et de la méthode d'imagerie 109

- 5.1 Expériences antérieures de visualisation de la rupture d'une  
interface de friction . . . . . 111
- 5.2 Dispositif expérimental . . . . . 116
- 5.3 Imagerie par interférométrie ultrasonore . . . . . 118

#### Chapitre 6: Étude de la friction des gels hydro-organiques sur du papier de verre 125

- 6.1 Observations expérimentales d'évènements de décrochage . . . 127
- 6.2 Étude statistique sur les évènements de décrochage . . . . . 134
  - 6.2.1 Construction du catalogue . . . . . 134
  - 6.2.2 Statistiques spatiales sur les évènements de décrochage 137
  - 6.2.3 Statistiques temporelles sur les évènements de décrochage 138

#### Chapitre 7: Étude de la friction des gels hydro-organiques sur du verre avec une monocouche de sable intermé- diaire 145

- 7.1 Observation de ruptures dynamiques intersoniques . . . . . 147
- 7.2 Effet d'hétérogénéités sur la surface de friction . . . . . 154

### IV Annexes 165

#### Appendice A: Matériel auxiliaire de l'article *Effective friction law for small scale fault heterogeneity in 3D dy- namic rupture* 167

#### Appendice B: Article *Ultrafast ultrasonic imaging of dynamic sliding friction in soft solids: the slowslip and the supershear regime* 175



## ***Introduction générale***

Les séismes sont créés par un brusque relâchement des contraintes tectoniques, localisé aux niveaux de failles. Cette déformation soudaine et localisée agit comme une source d'ondes élastiques qui se propagent ensuite à l'intérieur et à la surface de la terre. L'enregistrement des ondes à la surface permet d'obtenir des informations sur leurs milieux de propagation mais aussi sur leur source. C'est dans un but de meilleure compréhension des phénomènes à la source des tremblements de terre que le travail présenté dans cette thèse a été réalisé.

L'étude des ondes sismiques permet de localiser la source de la plupart des séismes sur des plans de failles. Ces zones sont le lieu privilégié de l'accommodation de la déformation tectonique. Dans tout ce travail, on considère que la déformation non-élastique se fait uniquement par un glissement relatif des roches de part et d'autre de la faille, autrement dit elle s'exprime par une discontinuité de déplacement localisée sur la surface de faille. Une première description de la source sismique, dite cinétique, décrit la discontinuité de déplacement en chaque point de la faille au cours du temps. Ces modèles cinétiques sont obtenus par inversion des signaux sismiques enregistrés en surface. Ils sont très largement utilisés pour caractériser l'histoire de la rupture de la faille, et donnent des informations sur son état, par exemple en identifiant des zones qui ont plus ou moins glissé durant l'évènement de glissement. Cependant, pour être réalistes, ces inversions doivent être contraintes par des considérations sur les phénomènes physiques qui président à l'apparition et à l'évolution du glissement sur les failles. La prise en compte de ces phénomènes mène à des descriptions de la source sismique dites dynamiques. Ainsi, alors que les descriptions cinématiques de la source considèrent l'histoire du glissement comme une cause dont résulte l'émission des ondes sismiques, les descriptions dynamiques la considèrent au contraire comme un effet qui résulte des lois mécaniques régissant le système physique constitué par le milieu rocheux et la faille. Il faut donc déterminer les propriétés élastiques du milieu, son chargement, et les interactions entre les roches au niveau de la faille pour décrire la dynamique des ruptures.

Même dans l'hypothèse où ces caractéristiques seraient parfaitement con-

nues, la dynamique de la rupture ne peut être décrite de manière analytique que dans des problèmes aux géométries et aux conditions initiales extrêmement simplifiées. C'est pourquoi il est largement fait usage de simulations numériques pour résoudre les problèmes de rupture dynamique. Cependant, dans les analyses numériques comme analytiques, il reste nécessaire de déterminer les lois mécaniques qui décrivent le problème. Dans le cadre de notre étude, le milieu dans lequel se situe la faille est considéré comme élastique. La détermination des vitesses de propagation des ondes élastiques longitudinales et transverses, respectivement  $c_p$  et  $c_s$  se fait par inversion des temps de trajets ou par des études en laboratoire. Elle donne des mesures fiables des paramètres élastiques, qui peuvent être utilisés dans les modèles.

La détermination des lois de frottements, qui décrivent le contact entre les deux faces de la faille, est quant à elle plus problématique. Des mesures sont faites en laboratoire sur le contact entre les roches, pour obtenir des lois de frottements empiriques. Cependant, et cela sera discuté en détail plus loin, ces lois ne peuvent pas être utilisées directement dans les simulations numériques. Les paramètres qui peuvent influencer la valeur des forces de contact sont nombreux : nature du matériau, chargement, vitesse de glissement, temps de contact, température, lubrification, en sont des exemples parmi d'autres. Les inclure tous dans les modélisations numériques paraît vain du point de vue de l'information qui en ressortirait. En effet, il faut rester conscients que nous n'avons qu'une idée très vague des valeurs de la plupart de ces paramètres sur les failles, et que l'on se voit contraint de faire sur chacun d'eux des hypothèses plus ou moins vérifiables. Le problème se corse encore lorsqu'on considère que les failles sont loin d'être des surfaces planes et homogènes, mais présentent au contraire des rugosités et des hétérogénéités à toutes les échelles, et ne sont pas chargées uniformément. Étant donné le caractère brutal et irréversible des ruptures sismiques classiques, ces hétérogénéités peuvent avoir un rôle non-négligeable ou déterministe sur l'histoire de la rupture, et ce même à petite échelle. Mais ces difficultés ne doivent pas être comprises comme des obstacles infranchissables à l'étude de la rupture dynamique. Elles ne font qu'en traduire la complexité. Un choix doit être fait pour décrire le contact, selon les aspects de la rupture auxquels on s'intéresse, et les résultats apporteront des informations sur le rôle des paramètres choisis.

Enfin, une troisième possibilité pour étudier la dynamique des ruptures est de l'observer directement sur des échantillons en laboratoire. Bien entendu, un parallèle direct entre les expériences de laboratoire et les ruptures sismiques n'est pas possible. La première raison est un problème de mise à l'échelle. Un deuxième problème se trouve dans le fait que les matériaux choisis pour de telles expériences sont rarement des roches, pour des raisons pratiques d'observation. Même dans les cas où la fracturation de roches est étudiée, les conditions subies dans les failles sont difficilement reproductibles, lorsqu'elles sont connues. Toutefois, les dispositifs expérimentaux permettent de contrôler le chargement, ainsi que l'état de la surface de faille, aussi dite surface de friction dans les expériences. De plus, ils permettent d'obtenir des mesures de la plupart des paramètres mécaniques qui interviennent dans le processus de rupture. Ceci permet d'étudier spécifiquement l'effet dynamique d'un ou plusieurs paramètres, en s'affranchissant des incertitudes dues à l'ignorance d'autres paramètres ou du chargement dans des ruptures naturelles. Les observations expérimentales de ruptures dynamiques constituent donc un outil précieux pour la compréhension des phénomènes à la source des tremblements de terre.

Dans cette étude, on a souhaité aborder l'effet des hétérogénéités des surfaces de failles sur la dynamique des ruptures. On a utilisé deux approches : numérique et expérimentale. Le contexte de ce travail et les notions théoriques fondamentales nécessaires à sa compréhension sont présentées dans la partie I de ce manuscrit. Dans l'étude numérique, nous cherchons à comprendre comment les hétérogénéités peuvent être traduites par la loi de friction qui décrit la friction à une échelle spatiale supérieure. Ce travail est détaillé dans la partie II. En parallèle de ce travail, nous avons développé un dispositif expérimental nouveau qui permet de suivre la dynamique du frottement grâce à une méthode d'imagerie par interférométrie des tavelures ultrasonores. Celle-ci nous a permis d'étudier expérimentalement la friction sur des surfaces rugueuses. Le principe expérimental et les résultats obtenus sont présentés dans la partie III.



# Première partie

## La dynamique de la rupture des failles



# Chapitre 1

---

Notions fondamentales sur la modélisation de  
la rupture des failles

---



### 1.1 La roche : un solide élastique ?

Pour modéliser la rupture sismique, il faut adopter un modèle pour décrire le comportement du milieu rocheux et un modèle pour décrire les phénomènes physiques ayant lieu sur la faille. Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la modélisation du milieu rocheux. Dans ce travail, il est considéré comme un solide élastique linéaire. Ceci reste une approximation car selon les conditions de température et de pression, et l'intensité des contraintes qu'elles subissent, les roches peuvent se comporter de manière non-linéaire, adopter un comportement plastique ou bien atteindre leur limite de fragilité. Ces effets sont ignorés ici et on considère que le milieu rocheux reste élastique et linéaire tout au long du processus de rupture. En fait, il est évident qu'au niveau de la faille, lors de la propagation d'une rupture sismique, les roches subissent des processus non-élastiques, dus par exemple aux violentes variations de contraintes ou à de brusques hausses de température dues à l'énergie thermique relâchée par des phénomènes de friction. Cependant, on considère que le milieu est intègre et élastique jusqu'au plan de faille. Les effets dus aux phénomènes non-élastiques, en particulier ceux qui participent à la propagation de la rupture, sont en partie englobés dans la loi de friction, qui joue un rôle de condition aux limites sur la faille pour le matériau élastique. La validité de cette description dépend de l'échelle d'observation. Elle est valable à partir du moment où les phénomènes non-élastiques se produisent dans un volume suffisamment petit qui à l'échelle du milieu peut être apparenté à la surface de faille. Les autres phénomènes qui ne seraient pas confinés dans ce « plan » sont ignorés dans cette étude.

Les lois physiques qui permettent de modéliser le comportement d'un solide élastique sont rappelées brièvement ici. Elles pourront être retrouvées dans tous les manuels de mécanique des milieux continus, avec leur démonstration. On utilise les coordonnées cartésiennes. Le champ des déplacements est noté  $\vec{u}(x, y, z, t)$  et le champ des vitesses est noté  $\vec{v}(x, y, z, t)$ . Le tenseur des contraintes est noté  $\boldsymbol{\sigma}(x, y, z, t)$ . Dans cette notation, la composante  $\sigma_{ij}$  est la composante dans la direction  $j$  de la force appliquée sur une surface unitaire de normale  $i$  (voir Figure 1.1). La masse volumique est notée  $\rho$ . On commence par exposer les lois de conservation sous leur forme locale :

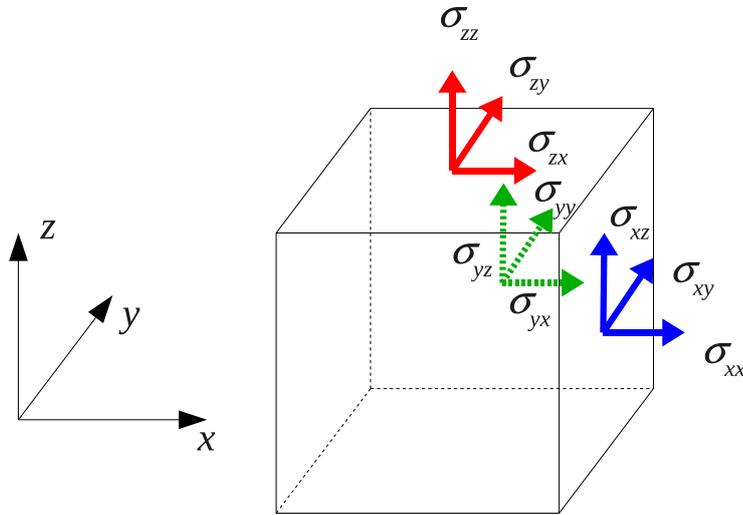


FIG. 1.1: Les 9 composantes du tenseur des contraintes

La conservation du moment angulaire assure que le tenseur des contraintes est symétrique :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^T \quad (1.1)$$

La conservation de la masse s'exprime par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.2)$$

Enfin, la conservation de la quantité de mouvement s'exprime par :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \rho \vec{f} + \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1.3)$$

Où  $\vec{f}$  représente les forces volumiques subies par le matériau. Lorsque celles-ci sont nulles la conservation de la quantité de mouvement devient :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1.4)$$

La loi de Hooke traduit les propriétés élastiques du matériau, en reliant linéairement le champ de contraintes aux dérivées spatiales du champ de déplacement.

$$\boldsymbol{\sigma} = \lambda(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})\mathbb{I} + G(\vec{\nabla}^T \vec{u} + \vec{u}^T \vec{\nabla}) \quad (1.5)$$

L'expression matricielle de cette équation, plus lisible, est proposée ci-dessous :

$$\boldsymbol{\sigma} = \lambda \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix} + G \begin{bmatrix} 2\frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} & 2\frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} & 2\frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

Dans cette équation deux coefficients de proportionnalité,  $\lambda$  et  $G$  apparaissent. Ce sont les coefficients de Lamé, qui caractérisent le matériau élastique. Ils sont tous deux positifs.  $G$  est le module de cisaillement (souvent noté  $\mu$  dans les ouvrages). Il est relié à la vitesse de propagation des ondes de cisaillement  $c_s$  par l'expression simple :

$$G = \rho c_s^2 \quad (1.7)$$

$\lambda$  et  $G$  sont liés à la vitesse des ondes longitudinales  $c_p$  par :

$$\lambda + 2G = \rho c_p^2 \quad (1.8)$$

En effet, si on applique la divergence à l'équation (1.5), on obtient :

$$\vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \lambda \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + G \nabla^2 \vec{u} + G \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (1.9)$$

ce qui inséré dans (1.4) donne :

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \frac{\lambda + G}{\rho} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) - \frac{G}{\rho} \nabla^2 \vec{u} = 0 \quad (1.10)$$

En appliquant le rotationnel sur cette équation, on obtient l'équation d'onde pour le rotationnel de  $\vec{u}$ , c'est à dire pour sa partie cisailante :

$$\frac{\partial^2(\vec{\nabla} \times \vec{u})}{\partial t^2} - \frac{G}{\rho} \nabla^2(\vec{\nabla} \times \vec{u}) = 0 \quad (1.11)$$

Enfin en appliquant une divergence, on obtient l'équation d'onde pour la divergence de  $\vec{u}$ , c'est à dire pour sa partie compressive :

$$\frac{\partial^2(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2G}{\rho} \nabla^2(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) = 0 \quad (1.12)$$

Les équations (1.11) et (1.12) sont les équations des ondes de volume de la sismologie, respectivement les ondes S (transverses) et les ondes P (longitudinales). La vitesse de propagation des ondes P est supérieure à la vitesse de propagation des ondes S (voir équations (1.7) et (1.8)). Dans la croûte les valeurs typiques de  $c_s$  sont de l'ordre de  $3 \text{ km.s}^{-1}$  et celles de  $c_P$  de  $5 \text{ km.s}^{-1}$  ou plus.

## 1.2 Friction et lois de frottement

### 1.2.1 Expériences d'Amontons

La surface de faille est considérée comme une zone de friction entre les deux cotés de la faille. Ainsi, la description et la modélisation de la friction sont d'importance dans la modélisation de la source sismique. On utilise, pour modéliser la friction, des lois de frottement qui décrivent la force appliquée sur un solide par un autre solide avec lequel il est en contact, en fonction d'un certain nombre de paramètres. Elle sont déterminées de manière empirique. Une des premières descriptions d'expériences ayant pour but de mesurer des forces de frottement se trouve dans Amontons (1699). Des plaques de différents matériaux sont posées sur une base dont le matériau peut aussi être changé. Un lubrifiant, du « *vieux-oingt* » est appliqué. Un ressort applique une force verticale sur la plaque supérieure. La force nécessaire pour mettre en mouvement la plaque mobile est mesurée. L'auteur conclut que la plaque est mise en mouvement à partir d'une valeur seuil de la force de frottement  $T_s$ , et que celle-ci ne dépend pas de l'aire de la surface de contact, et est proportionnelle à la valeur de la force normale  $N$ . Ensuite, la résistance au mouvement est une force tangentielle  $T_a$ , égale à  $T_s$ . Le coefficient de frotte-

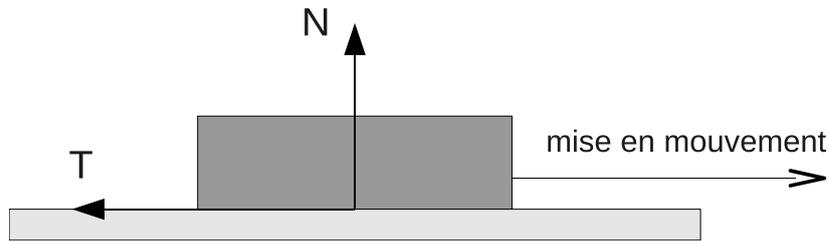


FIG. 1.2: Quand un solide est mis en mouvement sur l'autre solide il subit une force de contact dont la composante normale à la surface de contact est notée  $N$  et la composante tangentielle à la surface est notée  $T$ . Le coefficient de friction  $\mu$  est défini comme le rapport de la force tangentielle sur la force normale (voir équation (1.13))

ment  $\mu$  est défini par :

$$\mu = \frac{T}{N} \quad (1.13)$$

L'auteur avance une explication liée à la rugosité des surfaces à petite échelle en expliquant qu'il faut une force suffisante pour soulever la plaque et permettre aux aspérités de passer les unes par dessus les autres.

Trois siècles plus tard, nous décrivons toujours la friction grâce au coefficient de frottement. Mais il a été montré qu'en général, la force nécessaire à la mise en mouvement est supérieure à la résistance au mouvement ensuite subie, c'est à dire :  $\mu_s > \mu_d$ . De plus, la plupart du temps  $\mu_s$  dépend du temps de contact entre les deux solides avant l'application de la force. L'interface entre les deux solides vieillit et se renforce généralement avec le temps. Enfin, le coefficient  $\mu_d$  est rarement constant, et peut dépendre de la vitesse ou de la quantité de glissement (Baumberger et Caroli (2006)). Les lois de friction permettent d'introduire ces dépendances. Il en existe deux formes couramment utilisées lors de la modélisation des tremblements de terre. La première classe de loi permet de prendre en compte le vieillissement en introduisant une variable d'état de la surface et les dépendances par rapport à la vitesse de glissement. Elles sont dites lois *rate and state* en anglais. Les deuxièmes lois couramment utilisées dans la modélisation des ruptures dynamiques prennent en compte la dépendance du coefficient de frottement avec la quantité de glissement ; elles sont dites *slip-dependent* en anglais.

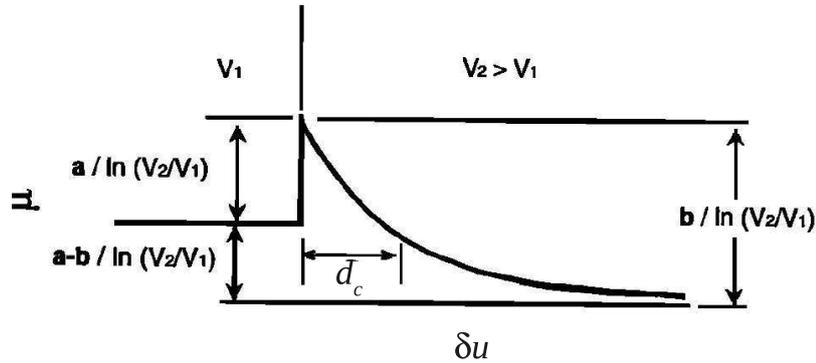


FIG. 1.3: Comportement schématique du coefficient de friction dans une expérience de saut de vitesse. D'après Beeler *et al.* (1996).

### 1.2.2 Lois dépendantes de l'état de l'interface et de la vitesse de glissement.

Des études expérimentales sur la friction des roches (Dieterich (1979)) ont montré que le coefficient de friction statique dépend de manière logarithmique du temps de contact  $t$ . La dépendance à la vitesse de glissement, que l'on note  $\delta v$ , est quand à elle décroissante (dans la plupart des cas) et elle est aussi logarithmique. L'hypothèse sous-jacente est que plus les micro-contacts à l'interface restent longtemps en contact, plus ils se renforcent. Ceci pourrait être expliqué par un fluage des aspérités à longue échelle de temps qui augmenterait la surface réelle de contact, ce qui renforce l'interface. De manière plus hypothétique, cela explique aussi la dépendance en vitesse, puisque quand la vitesse de glissement augmente, les rugosités restent en contact moins longtemps et donc l'interface est plus faible.

Dans des expériences présentant des sauts de vitesses, c'est-à-dire où l'on fait subir à l'échantillon un brusque changement de vitesse de glissement, le changement de coefficient de friction associé n'est pas instantané. Au contraire, au moment du changement de vitesse, par exemple une augmentation, il subit une brusque augmentation avant de redescendre à sa valeur stable, inférieure à la valeur initiale (voir Figure 1.3). La décroissance est exponentielle et se fait sur une distance de glissement critique  $d_c$  qui ne dépend pas de la vitesse de glissement, mais dépend de la rugosité de l'interface. Rice et Ruina (Ruina (1983)), sans chercher à connaître plus avant les processus microscopiques qui peuvent expliquer ces comportements, introduisent une

notion de variable d'état de l'interface qui dépend du temps  $\theta(t)$ . Cette variable d'état permet d'exprimer le fait que la valeur du coefficient de friction à un instant  $t$  dépend de l'histoire de son chargement. Il faut alors exprimer le coefficient de friction et les variations temporelles de  $\theta$  en fonction de  $\delta v$  et  $\theta$ .

$$\mu = \mu_0 + b \ln \left( \frac{\theta}{\theta_0} \right) + a \ln \left( \frac{\delta v}{\delta v_0} \right) \quad (1.14)$$

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{\delta v}{d_c} \theta \quad (1.15)$$

$a$  et  $b$  sont des paramètres positifs de l'ordre de  $10^{-2}$ . Pour mieux comprendre les autres paramètres qui entrent en jeu dans cette description du frottement, on peut s'intéresser à ce que devient cette loi lors d'un glissement stable à la vitesse  $\delta v$  (ce raisonnement est proposé dans Baumberger *et al.* (1999)). Alors, les variations temporelles s'annulent et on obtient  $\theta = d_c/\delta v$ . Ce paramètre d'état a donc la dimension d'un temps : c'est le temps qu'il faut pour parcourir la distance critique  $d_c$ . Cette distance critique dépend de la rugosité et est interprétée comme la distance à parcourir pour renouveler tous les contacts. Pour introduire directement  $d_c$  dans l'expression du coefficient de frottement, on peut changer la normalisation du deuxième terme de (1.14) en utilisant  $\theta_0 = d_c/\delta v_0$ . En mode stable à la vitesse de glissement  $\delta v_0$ , la valeur du coefficient de frottement est  $\mu_0$ . En mode de glissement stable à une vitesse de glissement  $\delta v \neq \delta v_0$ , on a :

$$\mu_d^{\text{stable}}(\delta v) = \mu_0 + (a - b) \ln \left( \frac{\delta v}{\delta v_0} \right) \quad (1.16)$$

Cette expression traduit bien la dépendance logarithmique de  $\mu_d$  avec la vitesse. Comme on l'a dit, le coefficient de frottement diminue en général quand la vitesse augmente, autrement dit  $a - b < 0$ . Enfin, le dernier terme de l'équation 1.14 montre une augmentation du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement. Ce terme traduit la brusque et courte augmentation du coefficient de frottement lors d'un changement de vitesse avant sa décroissance (voir Figure 1.3).

Cette loi de friction introduite dans un système simple masse-ressort

## Hétérogénéité des failles

permet de produire ce qu'on appelle des instabilités de glissement et des comportements complexes d'alternances de périodes bloquées et de brusques sauts de glissement (Ruina (1983)). Elle peut donc être utilisée pour décrire le cycle sismique. Dans des simulations numériques, elle a permis de reproduire certaines caractéristiques de la sismicité sur les failles. Elle permet d'introduire un état de contrainte et un processus de nucléation « naturel », dans la mesure où leur complexité provient d'évènements précédents qui introduisent une hétérogénéité du champ de contraintes qui ne soit pas *ad hoc*. Notamment, elle permet de produire des tremblements de terre de tailles différentes dans un même modèle, reproduisant ainsi la complexité de la sismicité sur les failles (Lapusta *et al.* (2000); Lapusta et Rice (2003)).

### 1.2.3 Lois dépendantes du glissement

Les lois dépendantes du glissement ont l'avantage d'être plus simples que les lois qui prennent en compte l'état de la surface et la vitesse de glissement. Elles décrivent le coefficient de frottement  $\mu$  comme dépendant uniquement de la quantité de glissement  $\delta u$  depuis la mise en mouvement. Pour éviter des discontinuités dans la description de la contrainte, la valeur en 0 correspond au coefficient de frottement stable  $\mu_s$ . Ensuite, sa valeur évolue jusqu'à se stabiliser à la valeur du coefficient de friction dynamique  $\mu_d$ , pour une certaine valeur du glissement  $D_c$ . Le coefficient dynamique étant plus faible que le coefficient statique, cette évolution est généralement décroissante. On appelle alors ces lois des lois en affaiblissement. Les lois les plus simples présentent un affaiblissement linéaire (voir exemple Figure 1.4).

Lorsqu'on cherche à modéliser uniquement la partie co-sismique du cycle sismique sur les failles, c'est-à-dire le processus de rupture dynamique, il semble que les lois qui s'affaiblissent avec le glissement soient satisfaisantes. Cette description est justifiée par des mesures en laboratoire de friction des roches à grandes vitesses, qui se rapprochent des vitesses de glissement lors des ruptures sismiques (Ohnaka et Shen (1999)). Ces expériences montrent bien un comportement en affaiblissement, avec une longueur caractéristique d'affaiblissement  $D_c$  qui dépend de la rugosité des surfaces.

Par ailleurs, Bizzarri et Cocco (2003) ont montré dans un travail numérique

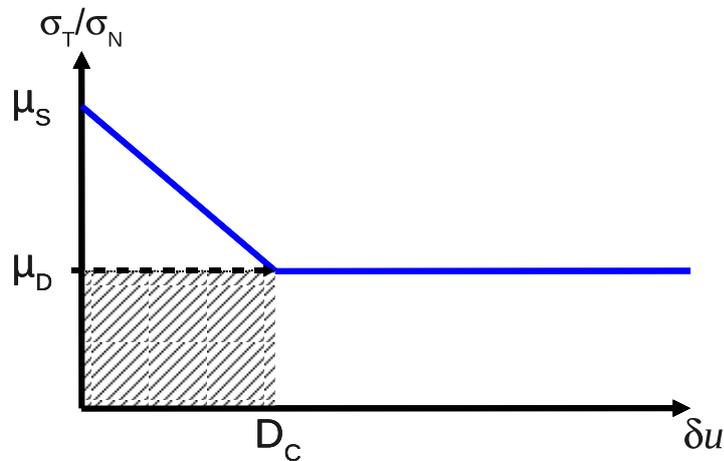


FIG. 1.4: Un exemple de loi de friction en affaiblissement avec le glissement. Ici l'affaiblissement est linéaire.

que les lois qui prennent en compte la vitesse de glissement et l'état de l'interface mènent à des comportements en affaiblissement avec le glissement pendant la propagation de la rupture sismique. Les paramètres qui caractérisent ces lois de glissement dépendent de l'état de la surface au moment où commence le processus de rupture, mais pendant celle-ci la relation entre les forces et le glissement revient à une loi simple en affaiblissement. Sous certaines conditions, Rubin et Ampuero (2005) ont montré que ceci est aussi valable durant la phase d'initiation de la rupture. Pour cela, il faut que les dimensions de la zone glissante soient maintenues constantes et que les effets de dépendance à la vitesse soient négligeables par rapport aux effets de long terme dans la loi décrite par l'équation (1.14), c'est à dire  $a \ll b$ . Dans le modèle numérique que nous utilisons, c'est donc une loi en affaiblissement avec le glissement qui sera utilisée.

### 1.3 Description théorique des ruptures

#### 1.3.1 Approche statique

La compréhension des phénomènes de rupture ou de fracture a d'abord intéressé les ingénieurs qui souhaitent savoir dans quelles conditions un matériau comportant une fissure risque de se briser complètement par agrandissement

soudain de cette fissure à travers toute la pièce mécanique. Griffith en 1920 aborde cette problématique d'un point de vue énergétique. Il introduit une énergie surfacique de fracturation  $\Gamma$ , qu'il considère comme une énergie potentielle de surface. À part dans le cas où on considère le processus de fracturation à l'échelle atomique, cette énergie surfacique ne doit pas être considérée comme l'énergie libre de surface proprement dite. Elle traduit plutôt le fait qu'il est nécessaire, pour briser un matériau, de dépenser une certaine quantité d'énergie dans des phénomènes dissipatifs et irréversibles. Par conséquent c'est une énergie qui ne peut être restituée et qui est considérée comme stockée par la surface de rupture nouvellement créée. L'intérêt de cette description est qu'elle ne nécessite pas de préciser quels sont exactement ces phénomènes. Elle établit que pour créer une fissure de surface  $\mathcal{A}$  ou agrandir une fissure préexistante de  $\mathcal{A}$ , le système va consommer une quantité d'énergie égale à  $2\mathcal{A}\Gamma$ . Le facteur 2 provient du fait que deux surfaces rompues sont créées, de part et d'autre du plan de la fissure. Afin d'obtenir un bilan énergétique, il faut ensuite considérer l'énergie potentielle élastique de déformation du matériau,  $\mathcal{E}_e$ , ainsi que le potentiel dont découlent les forces extérieures qui chargent le matériau,  $\mathcal{E}_f$ . Ces deux quantités dépendent des dimensions de la fissure, puisque celle-ci influe sur le champ de déformation aussi bien à l'intérieur du matériau qu'à ses bords, où s'appliquent les forces extérieures. Notons qu'on ne considère ici que des systèmes à l'équilibre statique, et qui évoluent de manière quasi-statique. On peut donc écrire l'énergie potentielle totale du système :

$$U(\mathcal{A}) = \mathcal{E}_e(\mathcal{A}) + \mathcal{E}_f(\mathcal{A}) + 2\mathcal{A}\Gamma \quad (1.17)$$

Le système est à la limite de l'instabilité lorsque il se trouve à un maximum de potentiel. Dans ce cas, la moindre augmentation de la surface de la fissure  $\mathcal{A}$  est favorisée car elle conduit à abaisser l'énergie potentielle du système. Cela permet de définir une dimension critique pour la fissure. Quand la fissure devient instable et se propage, la description perd sa validité car elle ne concerne que des systèmes à l'équilibre statique. Le bilan énergétique de l'équation 1.17, qui ne prend en compte aucune énergie cinétique, ne peut plus être utilisé. Pour prendre en compte les effets dynamiques et la fric-

tion sur la faille, il faut faire un bilan des variations temporelles instantanées d'énergie (voir par exemple Scholz (2002), et section suivante).

### 1.3.2 Rupture en propagation à vitesses constante

#### 1.3.2.1 Facteur d'intensité des contraintes

Cette description de la mécanique des ruptures abandonne le critère énergétique comme condition à l'agrandissement d'une fissure. À la place, il met en avant un critère mécanique de résistance du matériau, en statuant qu'une rupture s'agrandit si les contraintes à sa pointe dépassent une certaine valeur seuil ; après quoi le matériau se brise. Cette description est cohérente avec les lois de frottement qui décrivent la rupture d'une interface de friction. En effet, les lois de friction présentent elles aussi un seuil à partir duquel l'interface lâche et le glissement se met en place. Pour pouvoir utiliser ce critère de rupture, il faut exprimer le champ de contrainte au niveau des extrémités des fissures. À cause de la discontinuité introduite par la fracture, une singularité du champ de contrainte apparaît à son extrémité lorsqu'il est calculé grâce à l'élastodynamique. Cette situation, d'un point de vue physique, n'est pas réaliste. De plus, cette contrainte infinie conduirait dans tous les cas à une propagation de la rupture : il n'y aurait aucune fissure stable. En fait, dans une petite zone autour de l'extrémité de la fissure, le matériau perd ses propriétés élastiques ; des phénomènes non-linéaire (micro-fracturation, plasticité) ont lieu, qui endommagent le matériau. Cependant, hors de cette zone, le matériau peut être décrit par les champs de contrainte et de déplacement déduits de l'élasto-dynamique. L'intensité de la singularité est décrite par  $K$ , le facteur d'intensité des contraintes. Si  $K$  dépasse une certaine valeur seuil, alors les phénomènes non-élastiques conduisent à la rupture de la zone entourant l'extrémité de la fissure, et à la propagation de la fissure.

On distingue trois modes géométriques différents pour la propagation des fissures : en ouverture (mode I), en cisaillement plan (mode II) et en cisaillement antiplan (mode III). Ces trois modes de fissures sont schématisés dans la figure 1.5. Le mode I joue un rôle important en mécanique et en ingénierie. En sismologie par contre, on s'intéresse plutôt aux modes de cisaillement car les modes d'ouvertures sont peu envisageables pour décrire la source sismique,

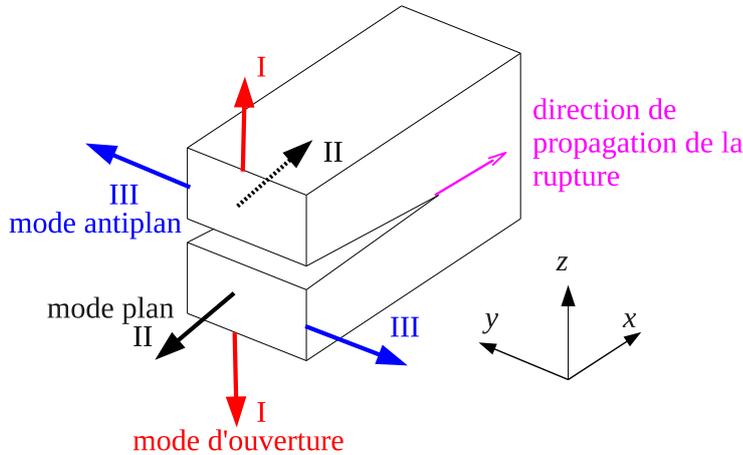


FIG. 1.5: Les trois modes de propagation d'une fissure (d'après Freund (1990)). En ouverture (mode I), la direction des déplacements est perpendiculaire au plan de la fissure. En cisaillement plan (mode II), la direction du glissement est la même que celle de la propagation de la fissure. En mode de cisaillement antiplan (mode III), la direction de glissement est dans le plan de la fissure mais perpendiculaire à la direction de propagation du front de rupture.

étant données les conditions de pressions qui règnent au niveau des failles. Quand on considère une géométrie tri-dimensionnelle, l'extension de la rupture sur le plan de faille ne peut être décrite par un seul des deux modes de cisaillement. Par exemple une rupture circulaire qui s'étend dans les deux directions  $x$  et  $y$ , avec un glissement selon  $x$  est décrite par le mode II sur ses bords perpendiculaire à l'axe  $x$  et par le mode III sur ses bords parallèles à l'axe  $x$ . À part en ces zones particulières, la propagation de la rupture est décrite localement par un mélange des deux modes.

Freund (1979) propose une revue des résultats analytiques sur la propagation des ruptures en mode de cisaillement, dont nous faisons ici un bref résumé. Ces résultats dépendent de la vitesse de propagation de la rupture :  $v_R$ . Ils sont décrits pour une rupture semi-infinie qui se propage dans la direction  $x$ , dans le plan  $(x, y)$ , comme représenté sur la figure 1.5, avec une invariance par translation dans la direction  $y$ . Les coordonnées utilisées ont pour origine la pointe de la rupture, et se déplacent avec elle.

Pour une rupture stationnaire, sans cohésion de la fissure, la contrainte cisailante dans le plan de la fissure présente une singularité de la forme  $x^{-\frac{1}{2}}$  en tête de fissure. Cette singularité reste en  $x^{-\frac{1}{2}}$  pour des ruptures qui se

propagent à des vitesses inférieures à la vitesse des ondes de cisaillement. Dans le cas de rupture en mode II, il est possible que la rupture se propage à une vitesse plus grande que la vitesse de cisaillement. Toutefois, pour des raisons de causalité, elle ne peut se propager plus rapidement que les ondes de compression. On appellera ce régime où  $c_s < v_R < c_p$  le régime intersonique, ou *supershear* en anglais. Dans ce cas, la singularité dans le plan de la fissure ne se comporte plus en  $x^{-\frac{1}{2}}$  mais en  $x^{-m}$ , avec  $0 \leq m \leq \frac{1}{2}$  (voir Figure 1.7).

On définit donc pour le mode II, le facteur d'intensité de contrainte  $K_2(t)$ , valable pour les vitesses de rupture inférieures à  $c_s$ , et le facteur d'intensité de contrainte  $K_2^*(t)$ , valable pour les vitesses de ruptures intersoniques par :

$$K_2(t) = \lim_{x \rightarrow 0} \sqrt{2\pi x} \sigma_{xz}(x, 0, t) \quad (1.18)$$

$$K_2^*(t) = \lim_{x \rightarrow 0} \sqrt{2\pi x^m} \sigma_{xz}(x, 0, t) \quad (1.19)$$

En mode III, où la vitesse de rupture est limitée par celle des ondes de cisaillement, on définit le facteur d'intensité des contraintes  $K_3(t)$  par :

$$K_3(t) = \lim_{x \rightarrow 0} \sqrt{2\pi x} \sigma_{yz}(x, 0, t) \quad (1.20)$$

En mode II, à des vitesses de rupture inférieures à celle des ondes de cisaillement, les expressions du champ de contraintes cisailantes et de vitesses de déplacement sont données par :

$$\sigma_{xz}(x, z, t) = \frac{K_2(t)}{\sqrt{2\pi R}(v_R)} \left( 4\alpha_p \alpha_s \frac{\cos(\theta_p/2)}{\sqrt{r_p}} - (1 + \alpha_s^2) \frac{\cos(\theta_s/2)}{\sqrt{r_s}} \right) \quad (1.21)$$

$$u_x(x, z, t) = \frac{\alpha_s v_R K_2(t)}{G \sqrt{2\pi R}(v_R)} \left( \frac{\sin(\theta_p/2)}{\sqrt{r_p}} - (1 + \alpha_s^2) \frac{\sin(\theta_s/2)}{\sqrt{r_s}} \right) \quad (1.22)$$

Dans ces expressions,  $r_p$  et  $\theta_p$  sont les coordonnées polaires du vecteur ayant pour coordonnées cartésiennes  $(x, \alpha_p z)$ , avec pour origine la pointe de la fissure. De même  $r_s$  et  $\theta_s$  sont les coordonnées polaires du vecteur ayant pour coordonnées cartésiennes  $(x, \alpha_s z)$ .  $\alpha_p$  et  $\alpha_s$  sont définis par :

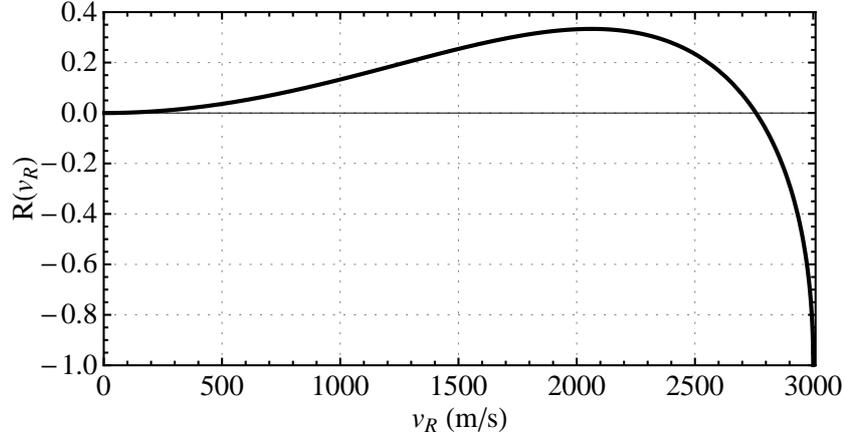


FIG. 1.6: La fonction de Rayleigh, qui intervient dans l'expression des contraintes et de la vitesse en modes II avec des vitesses de propagation plus faibles que la vitesse de cisaillement. Elle est ici tracée pour  $c_s = 3000 \text{ m.s}^{-1}$  et  $c_p = \sqrt{3}c_s$ . La vitesse des ondes de Rayleigh  $c_r$  correspond à l'annulation de la fonction, elle vaut ici environ  $2760 \text{ m.s}^{-1}$

$$\alpha_p = \sqrt{1 - \frac{v_R^2}{c_p^2}} \quad (1.23)$$

$$\alpha_s = \sqrt{1 - \frac{v_R^2}{c_s^2}} \quad (1.24)$$

Enfin, la fonction  $R(v_R)$  est la fonction de Rayleigh. Elle est nulle en 0 et en une autre valeur de son argument définie comme la vitesse des ondes de Rayleigh, notée  $c_r$  (ne pas confondre avec  $v_R$ , la vitesse de rupture). Elle est positive pour  $0 < v_R < c_r$  et négative pour  $c_r < v_R < c_s$ . L'expression de  $R$  est donnée ci-dessous et elle est tracée à la figure 1.6.

$$R(v) = 4\alpha_p\alpha_s - (1 + \alpha_s^2)^2 \quad (1.25)$$

Pour le mode II, avec des vitesses de propagation intersoniques, les expressions de la contrainte cisailante et de la vitesse particulière sont :

$$\sigma_{xz}(x, z, t) = \frac{K_2^*(t)}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{\cos(m\theta_p)}{r_p^m} - \frac{\Theta(-x - \beta_s |z|) \sin(m\pi)}{(-x - \beta_s |z|)^m \tan m} \right) \quad (1.26)$$

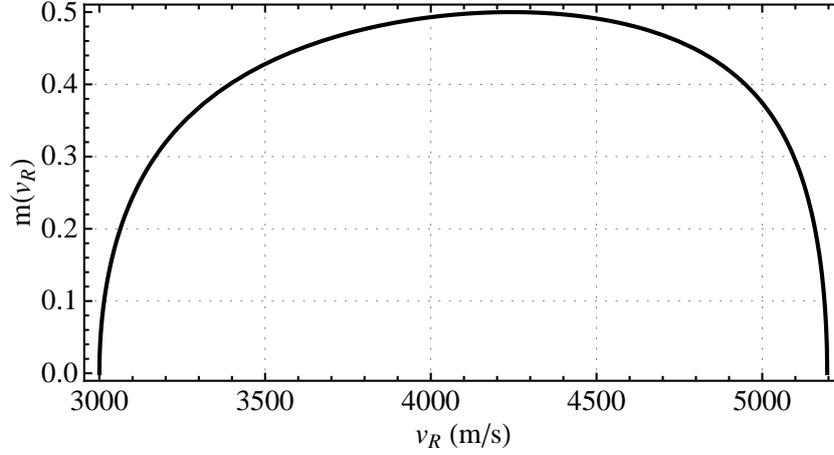


FIG. 1.7: Représentation du paramètre  $m$  qui intervient dans l'expression de la singularité de contrainte et dans l'expression du champ de vitesse particulaire pour des ruptures en mode II qui se propagent plus rapidement que les ondes de cisaillement. La courbe est tracée pour  $c_s = 3000 \text{ m.s}^{-1}$  et  $c_p = \sqrt{3}c_s \simeq 5196 \text{ m.s}^{-1}$ . Le paramètre  $m$  est maximum pour  $v_R = \sqrt{2}c_s \simeq 4243 \text{ m.s}^{-1}$ .

$$\dot{u}_x(x, z, t) = \frac{v_R K_2(t)}{2G\alpha_p\sqrt{2\pi}} \left( \frac{\sin(m\theta_p)}{r_p^m} - 2\alpha_p\beta_s \frac{\Theta(-x - \beta_s|z|) \sin(m\pi)}{(-x - \beta_s|z|)^m \tan m} \right) \quad (1.27)$$

Cette fois-ci, la fonction de Rayleigh n'intervient plus mais la fonction de Heaviside  $\Theta$  intervient. Elle est nulle pour les arguments négatifs et égale à 1 pour les arguments positifs, ce qui permet de traduire le fait que l'effet des ondes cisailantes ne peut se faire sentir en avant de la pointe de la fissure, puisque celle-ci se déplace plus rapidement que les ondes S qu'elle émet. Les paramètres  $\beta_s$  et  $m$  sont définis par :

$$\beta_s = \sqrt{\frac{v_R^2}{c_s^2} - 1} \quad (1.28)$$

$$m = \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{4\alpha_p\beta_s}{(1 + \alpha_s^2)^2} \right) \quad (1.29)$$

Le paramètre  $m$  est représenté en fonction de la vitesse de rupture sur la figure 1.7. Il est maximum est égal à  $1/2$  à la valeur  $v_R = \sqrt{2}c_s$ , et il tend vers 0 pour les valeurs  $c_s$  et  $c_p$ .

Enfin, pour le mode III, la contrainte cisailante et la vitesse particulière sont données par les expressions :

$$\sigma_{zy}(x, z, t) = \frac{K_3(t)}{\sqrt{2\pi r_s}} \cos(\theta_s/2) \quad (1.30)$$

$$\dot{u}_y(x, z, t) = \frac{v_r K_3(t)}{G\alpha_s \sqrt{2\pi r_s}} \sin(\theta_s/2) \quad (1.31)$$

La symétrie du problème antiplan implique que seules les ondes de cisaillement transmettent la déformation due à la fissure, c'est pourquoi seules des vitesses de ruptures inférieures à la vitesse de cisaillement sont envisageables.

### *1.3.2.2 Résultats sur les vitesses plausibles de propagation des ruptures à vitesse constante*

Ces expressions des contraintes et des vitesses particulières permettent d'obtenir quelques conclusions sur les modes de propagation des ruptures. Il faut toutefois garder à l'esprit qu'elles sont obtenues pour des configurations idéalisées, en particulier ici des ruptures à vitesse constante invariantes dans le référentiel de la pointe de la fissure.

Dans le mode plan, la présence de la fonction de Rayleigh dans l'expression des contraintes et de la vitesse (équations (1.21) et (1.22)) mène à un changement de signe de ces champs lorsque la vitesse de rupture dépasse la vitesse de Rayleigh. Or, le chargement gardant le même signe, il n'est pas possible d'imaginer que le glissement se fasse en sens opposé. Ceci donne un premier résultat : les vitesses de rupture comprises entre  $c_r$  et  $c_s$  sont « interdites » en mode II.

Ensuite, il est possible d'établir grâce à ces expressions une relation entre l'approche mécanique et l'approche énergétique. En effet en considérant un volume fini autour de la pointe d'une fissure, on peut exprimer la variation d'énergie non-mécanique  $\dot{U}$  de ce volume par la différence entre la puissance des forces extérieures et la variation d'énergie mécanique :

$$\dot{U} = P - (\dot{\mathcal{E}}_c + \dot{\mathcal{E}}_e) \quad (1.32)$$

Grâce aux expressions des contraintes et des vitesses particulières, le

terme de droite peut être exprimé en fonction des facteurs d'intensité des contraintes  $K_2$  et  $K_3$  :

$$\dot{U} = \frac{1 - \nu^2}{E} \frac{v_R^3 \alpha_s}{c_s^2 R(v_R)} K_2^2 + \frac{v_R}{2G\alpha_s} K_3^2 \quad (1.33)$$

Appelons  $\mathcal{G}$  la quantité d'énergie consommée par les phénomènes menant à l'avancée de la rupture d'une unité de longueur. C'est l'énergie de fracturation. Si on considère que la perte d'énergie mécanique  $\dot{U}$  est entièrement due aux phénomènes qui causent la fracturation, on peut écrire :

$$\dot{U} = v_R \mathcal{G} \quad (1.34)$$

ainsi, on peut relier l'énergie de fracturation aux facteurs d'intensité des contraintes limites :

$$\mathcal{G} = \frac{1 - \nu^2}{E} \frac{v_R^2 \alpha_s}{c_s^2 R(v_R)} K_2^2 + \frac{1}{2G\alpha_s} K_3^2 \quad (1.35)$$

Cette formulation est valable pour les vitesses inférieures à  $c_s$ , et pour des vitesses de propagation constantes. Si on considère uniquement un mode II, le deuxième terme disparaît et on se rend compte que pour les vitesses supérieures à  $c_r$ ,  $\mathcal{G}$  devient négatif à cause de la présence de la fonction de Rayleigh. Cela voudrait dire que les phénomènes à la pointe de la rupture agiraient comme une source d'énergie mécanique, ce qui n'est pas physiquement envisageable. On retrouve donc ici que la plage de vitesse comprise entre  $c_r$  et  $c_s$  est défavorisée pour le mode plan.

Enfin, si l'on considère une rupture en mode II allant à vitesse constante supérieure à  $c_s$ , le calcul du terme de droite dans (1.32) donne 0, sauf pour la vitesse  $v_r = \sqrt{2}c_s$ . Cela est due à la singularité de contrainte plus faible que  $1/\sqrt{r}$  (une explication du calcul se trouve dans Freund (1990)). Cela donne comme conclusion qu'il n'y a pas d'énergie disponible pour fracturer le milieu pour les vitesses supérieures à  $c_s$  et donc que ces vitesses de rupture sont impossibles, à part la vitesse  $\sqrt{2}c_s$ . Cependant rappelons que ce calcul concerne uniquement une rupture invariante se propageant à vitesse constante.

*1.3.2.3 Sur l'énergie de fracturation*

Pour expliciter l'énergie de fracturation  $\mathcal{G}$ , il faut comprendre que les expressions données précédemment ont été obtenues en considérant que le milieu entier est complètement élastique et que la pointe de la rupture est un passage abrupt d'un milieu continu élastique à un plan sans cohésion. Cette description aboutit à l'apparition d'une singularité des contraintes au niveau des extrémités de la fissure. Or, comme on l'a déjà mentionné, aucun matériau ne peut subir des contraintes infinies. Cela veut dire que dans une petite zone autour de la pointe de la fissure, la description purement élastique n'est plus suffisante. Quand on cherche à décrire le champ de contrainte à la pointe de la fissure à une échelle où l'approximation purement élastique n'est plus valable, il va falloir décrire les phénomènes de rupture. Ces phénomènes doivent produire un champ de contrainte qui annule la singularité obtenue à l'échelle supérieure et qui, aux limites de la zone considérée, corresponde au champ élastique. Une mise en oeuvre de ce procédé, très couramment utilisé dans la modélisation des sources sismique (Andrews (1976); Ida (1972)), consiste à considérer une zone de cohésion en avant de la pointe de la fissure, dans son plan. Dans cette zone de cohésion, la relation entre le déplacement et la fissure n'est plus décrit par la loi de Hooke. Des forces sont présentes qui s'opposent au glissement, mais cependant plus faibles que les contraintes élastiques subies. C'est ici qu'intervient à nouveau la loi de friction en affaiblissement précédemment décrite (Figure (1.4)). Par exemple, on peut considérer que à l'extrémité de la zone de cohésion, la contrainte correspond à la contrainte seuil  $\sigma_s$ , à partir duquel commence l'affaiblissement. La contrainte s'affaiblit alors sur la zone de cohésion en même temps que le glissement augmente, en s'approchant de la pointe de la rupture, où elle atteint finalement la contrainte dynamique  $\sigma_d$ , lorsque le glissement a atteint la valeur  $D_c$ . La puissance dissipée par ces forces dans la zone de cohésion peut s'exprimer comme :

$$\mathcal{P}_f = \int_{\text{zone de cohésion}} \sigma(\delta u) \frac{\partial \delta u}{\partial t} dx \quad (1.36)$$

Ensuite, si l'on considère une rupture stable et invariante dans le temps dans le référentiel de la pointe, cette intégrale se réduit à

$$\mathcal{P}_f = v_R \int_0^{D_c} \sigma(\delta u) d\delta u \quad (1.37)$$

Ce qui conduit finalement, pour un affaiblissement linéaire, à :

$$\mathcal{P}_f = v_R \frac{\sigma_s + \sigma_d}{2} D_c \quad (1.38)$$

Il est d'usage en sismologie de séparer cette puissance en deux parties, l'une correspondant à la friction, qui est assimilée égale à la friction dynamique dès le début de l'affaiblissement, et l'une que l'on attribue aux phénomènes de fracturation proprement dits, qui est l'excès par rapport à la friction dynamique. On peut alors écrire la puissance des forces de cohésion dans la pointe de la rupture en introduisant  $\mathcal{G}$  :

$$\mathcal{P}_f = v_R \sigma_d D_c + v_R \mathcal{G} \quad (1.39)$$

et finalement on obtient une expression de  $\mathcal{G}$  grâce aux équations (1.38) et (1.39) :

$$\mathcal{G} = \frac{\sigma_s - \sigma_d}{2} D_c \quad (1.40)$$

Notons que cette expression de l'énergie de fracturation est directement liée à la modélisation des phénomènes à l'échelle de la pointe de la rupture, alors que l'expression de  $\mathcal{G}$  obtenue à la section précédente était obtenue, à l'inverse, en considérant la rupture à une échelle où la zone où ont lieu ces phénomènes a une taille négligeable. Par exemple en mode III, avec une rupture qui se produit dans un milieu soumis à une contrainte cisailante  $\sigma_0$  et dont les faces sont soumises à une force de friction dynamique  $\sigma_d$ , il est possible d'exprimer le facteur d'intensité des contraintes en fonction du glissement total  $D_t$  final sur la faille par :

$$K_3 = \sqrt{2G\alpha_s D_t (\sigma_0 - \sigma_d)} \quad (1.41)$$

Ce qui donne en utilisant l'équation (1.35) une nouvelle expression de  $\mathcal{G}$  qui utilise cette fois les paramètres globaux macroscopiques, et non plus ceux de la loi de friction :

$$\mathcal{G} = D_t(\sigma_0 - \sigma_s) \quad (1.42)$$

On peut égaler ces deux expressions de  $\mathcal{G}$  (équation (1.40) et (1.42)) afin d'obtenir une relation entre les paramètres macroscopiques de la rupture et la loi de friction :

$$2\frac{D_t}{D_c} = \frac{\sigma_s - \sigma_d}{\sigma_0 - \sigma_d} \quad (1.43)$$

On retrouve dans cette dernière équation deux chutes de contrainte distinctes. La première  $\sigma_s - \sigma_d$ , est appelée chute de contrainte dynamique. C'est la différence entre la contrainte maximale subie localement au niveau de la faille, autrement dit la contrainte seuil, et la contrainte minimale assimilée ici à la valeur de la friction dynamique. La seconde,  $\sigma_0 - \sigma_d$  est la chute de contrainte tectonique ou statique, c'est à dire la différence entre la valeur initiale de la contrainte avant le tremblement de terre et sa valeur après l'évènement de rupture. Ce genre de relation est utilisé pour retrouver les valeurs des paramètres de friction dans les failles, à partir des observables sismologiques. Cependant, le processus d'égalisation entre l'expression (1.40), qui provient d'une modélisation des phénomènes à petite échelle d'observation à la pointe, et l'expression (1.42), qui provient d'une description à grande échelle, n'a de sens que si ces deux échelles se rejoignent. Autrement dit, les valeurs de  $D_c$  qu'on peut obtenir avec l'expression (1.43) permettent de modéliser la friction à une échelle d'observation qui est directement inférieure à celle où l'élastodynamique linéaire est valable. Par exemple, pour une rupture sur une faille qui fait 10 km de long, on peut raisonnablement penser que la zone de cohésion où se produisent les processus non-élastiques d'endommagement a des dimensions supérieures à quelques centimètres. Aussi les lois de friction obtenues grâce à des expérimentations en laboratoires ne pourront pas être directement comparées à celle obtenues grâce aux données sismologiques. On dit que les lois de frictions sont dépendantes de l'échelle d'observation. Ce concept sera discuté plus en détail dans la partie (2.3).

### 1.3.3 Ruptures à vitesses de propagation variables.

Les résultats ci-dessus sont valables pour des ruptures infinies, arbitrairement supposées invariables dans le temps dans le référentiel lié à la pointe de la rupture. Cette situation idéalisée a de nombreux avantages, en particulier elle ne nécessite pas de déterminer l'évolution avec le temps des facteurs d'intensité des contraintes, et elle simplifie grandement le calcul des intégrales qui permettent d'exprimer les flux d'énergie de la pointe de la rupture. Cependant, elle n'est pas forcément réaliste en ce qui concerne la description d'une rupture sismique qui va s'initier puis évoluer au cours du temps puis s'arrêter.

Si on considère la dépendance temporelle du facteur d'intensité des contraintes, on obtient des équations différentielles qui lient de manière complexe la vitesse de propagation instantanée  $\dot{l}$  de la rupture avec la position de sa pointe  $l$ . La résolution de cette équation différentielle va ensuite être dépendante du critère de rupture choisi. Nous reportons ici ces expressions pour le mode II, tirées de Freund (1979).

Pour des vitesses de propagation  $\dot{l}$  inférieures à  $c_r$ , le champ de contrainte est donné par :

$$\sigma_{xy} = \frac{K_2(t)}{(2\pi(x-l))^{\frac{1}{2}}} \quad \text{avec} \quad K_2(t) = 2\sigma_0 \sqrt{\frac{2l}{\pi}} k(\dot{l}) \quad (1.44)$$

Pour des vitesses de propagation  $\dot{l}$  comprises entre  $c_r$  et  $c_s$ , l'expression est :

$$\sigma_{xy} = -\sigma_0 \quad \text{et} \quad K_2(t) = 0 \quad (1.45)$$

Pour des vitesses de propagation  $\dot{l}$  comprises entre  $c_s$  et  $c_p$ , elle devient :

$$\sigma_{xy} = \frac{K_2^*(t)}{\sqrt{2\pi}(x-l)^m} \quad \text{avec} \quad K_2^*(t) = k^*(\dot{l})\sigma_0 l^m \quad (1.46)$$

Cette dernière expression n'est exactement valable que pour des vitesses  $\dot{l}$  constantes.

La fonction  $k(\dot{l})$  peut être approximée par  $k(\dot{l}) = 1 - \dot{l}/c_r$ . Elle vaut 1 en 0 et est nulle en  $c_r$ . La fonction  $k_2^*$  n'est pas connue mais est finie et d'ordre 1 pour des vitesses entre  $c_s$  et  $c_p$ .

## Hétérogénéité des failles

Le premier critère possible est celui d'une rupture qui se fait à facteur d'intensité de contrainte critique constant au cours de la rupture. Il donne les mêmes résultats que le critère de relâchement d'énergie critique au cours du temps. L'expression de  $K_2$  dans (1.44) montre que lorsque la rupture s'agrandit ( $l \nearrow$ ),  $k(\dot{l})$  doit diminuer pour maintenir  $K_2$  constant, ce qui correspond à une augmentation de  $\dot{l}$ . Selon ce critère, une rupture (en mode II) qui s'initie à une vitesse de propagation inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh  $c_r$  va accélérer jusqu'à tendre vers  $c_r$ , mais ne pourra pas dépasser cette valeur.

En considérant comme critère de rupture une contrainte cisailante limite, on retrouve d'abord le comportement selon lequel la rupture accélère rapidement pour atteindre une vitesse stable proche de  $c_r$ . Cependant, alors qu'elle se propage à une vitesse proche de la vitesse des ondes de Rayleigh, une accumulation de contraintes se produit dans le plan de la fissure en avant de sa pointe. Si la valeur seuil de la contrainte est suffisamment faible, le pic de contrainte peut la dépasser, et donc initier une nouvelle rupture devant le front de la première rupture. Si cette deuxième rupture se propage elle aussi à une vitesse proche des ondes de Rayleigh, ce processus va recommencer. Par contre si elle se propage à une vitesse plus importante, il est montré que la plage de vitesse comprise entre  $c_r$  et  $c_s$  est interdite, elle prendra donc une vitesse supérieure à  $c_s$ . Mais l'équation différentielle qui régit l'évolution de la vitesse montre que le paramètre  $m$  décrit à la figure (1.7) doit diminuer pendant l'évolution de la rupture. Donc, si elle se propage à des vitesses inférieures à  $\sqrt{2}c_s$ , la rupture va ralentir, elle est donc instable. Par contre, si elle prend la valeur de propagation  $\sqrt{2}c_s$  ou une valeur plus importante, elle va s'auto-entretenir et accélérer vers la vitesse de propagation  $c_p$ . On retrouve ici le rôle clé de la vitesse intersonique particulière  $\sqrt{2}c_s$ , mais cependant moins restrictif que dans le cas des vitesses de rupture constantes. Ajoutons que l'apparition de ce second front de rupture intersonique est déterminé par la valeur du paramètre  $S$ .

$$S = \frac{\sigma_s - \sigma_0}{\sigma_0 - \sigma_d} \quad (1.47)$$

Le saut de vitesse ne peut avoir lieu que si  $S$  dépasse une certaine valeur,

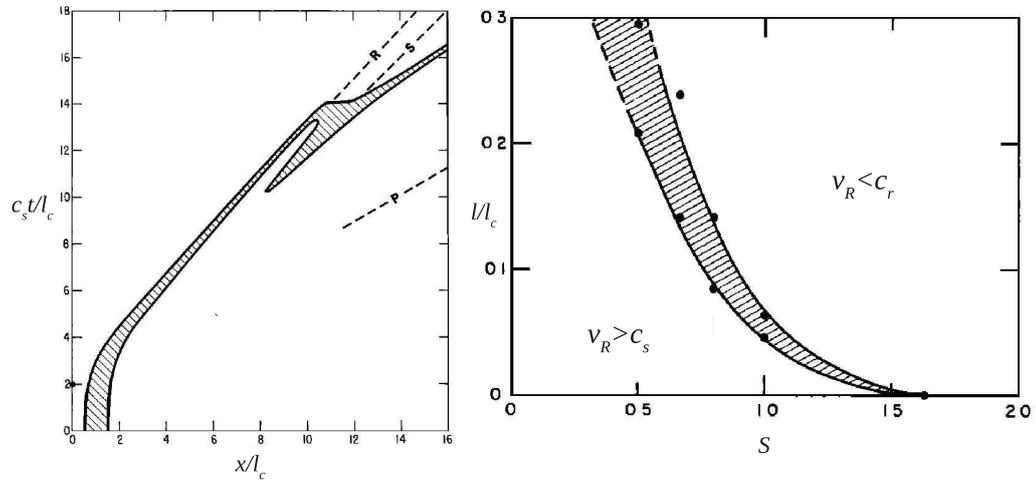


FIG. 1.8: À gauche : simulation numérique qui montre le processus qui conduit à des vitesses de propagation intersoniques en mode II. La zone grisée représente la position et l'extension de la zone de cohésion au cours du temps. En dessous de cette zone, la faille n'est pas brisée, et en dessus, elle l'est. La pente correspond à la vitesse de propagation de la rupture et peut être comparée aux vitesses de propagation des ondes P, S, et de Rayleigh données par les segments pointillés. À droite : taille que doit atteindre la fissure avant que le saut vers les vitesses intersoniques aie lieu, tracée en fonction du paramètre  $S$  défini à l'équation (1.47). La zone hachurée correspond à l'incertitude. Les axes sont adimensionnés en fonction de  $l_c$ , longueur caractéristique du problème défini dans Andrews (1976) comme la taille critique d'une fissure en mode II selon la description de Griffith. Figures reproduites d'après Andrews (1976).

qu'Andrews (1976) a déterminée numériquement et résumée dans une figure que nous reproduisons Figure (1.8).



## Chapitre 2

---

### Observations sismologiques de la rupture des failles

---



## 2.1 Nucléation et vitesses de propagation

Les résultats du chapitre précédent sont exclusivement basés sur des considérations théoriques. Il est bon de s'intéresser à présent à la phénoménologie des ruptures réelles. Pour cela, nous avons accès à deux échelles d'observation. La première est donnée par les expériences en laboratoire de rupture dynamique. La seconde est celle des failles réelles sur Terre et provient des données sismologiques. L'accès aux informations sur les ruptures des failles est dans la plupart des cas indirecte et provient d'inversions de sismogrammes et de données géodésiques (GPS, radar), qui permettent de reconstruire plus ou moins précisément la dynamique des ruptures et de déduire des valeurs pour les paramètres de la source.

### 2.1.1 Nucléation

L'existence d'une phase de nucléation ou d'initiation à la rupture sismique est particulièrement intéressante. Cette phase est une phase où une instabilité de glissement se développe sans toutefois émettre d'ondes sismiques. La taille de cette zone en glissement augmente de manière quasi-statique jusqu'à ce qu'elle devienne instable et qu'un processus dynamique (mettant en jeu des effets inertiels) de propagation de la rupture intervienne. Cette deuxième phase de propagation de la rupture émet, elle, des ondes sismiques. Cette phase d'initiation a été observée par Ohnaka *et al.* (1986) dans des expériences de friction en laboratoire, sur des échantillons de granite (voir figure 2.1). En disposant des capteurs de contraintes le long d'une surface de friction, il a pu mettre en évidence que le début de la chute de contrainte est localisé sur la faille. À cet endroit où elle commence, la chute de contrainte se fait lentement. Les zones autour de ce point de nucléation subissent elles aussi une chute de contrainte qui commence un peu plus tard et est un peu plus abrupte. Lorsque la zone qui glisse atteint une certaine dimension critique, elle s'étend brusquement et les points en dehors subissent une chute de contrainte très rapide au passage du front de propagation de la rupture. Ohnaka et Shen (1999) ont remarqué que la taille critique de la zone de nucléation dépend de la rugosité des surfaces de friction.

Ohnaka propose un modèle de la phase de nucléation résumé par le

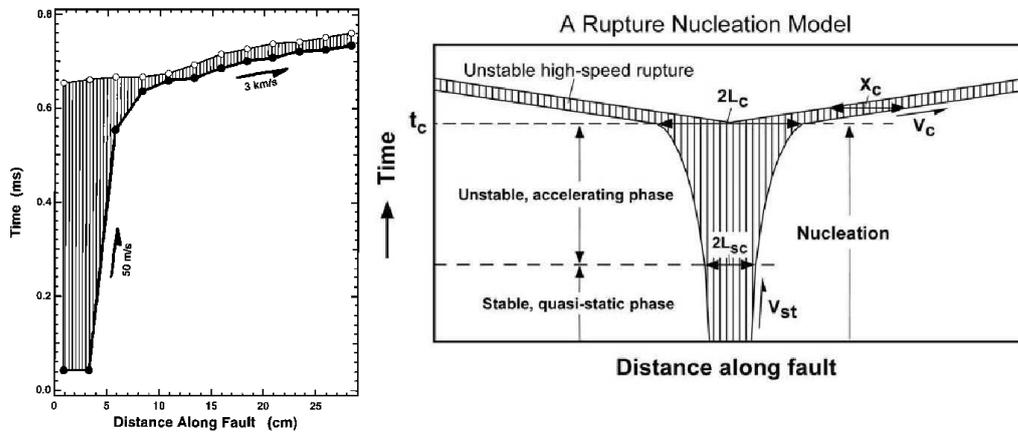


FIG. 2.1: À gauche : observation de la phase de nucléation lors d’une expérience de friction entre deux blocs de granite. Les cercles noirs marquent le début de l’affaiblissement et les cercles blancs la fin de la phase d’affaiblissement. Reproduite d’après Ohnaka et Shen (1999) À droite : Schéma résumant les caractéristiques de la nucléation de la rupture. Reproduit d’après Ohnaka (2003). La zone hachurée représente les points qui sont en train de subir la phase d’affaiblissement de la contrainte (zone hachurée dans la figure 1.4). La zone de nucléation s’étend jusqu’à ce qu’elle atteigne une taille critique  $L_c$  où commence la phase de propagation.

schéma de la figure 2.1.

La caractérisation de cette phase de nucléation à l’échelle de la Terre est un enjeu majeur. En effet, si l’on savait la détecter, cela permettrait de connaître l’imminence d’un tremblement de terre. Pour l’instant, cela n’est pas possible. Cependant, quelques observations sur des données sismiques ont permis de mettre en évidence des signaux qui pourraient être la signature de cette phase d’initiation. Beroza et Ellsworth (1996), en étudiant des sismogrammes en champ proche sur plusieurs dizaines de tremblements de terre, ont pu montrer qu’au début du tremblement de terre, avant l’arrivée du choc principal, la dérivée temporelle du moment sismique (voir définition section 2.2) est faible, mais non nulle. De plus, la longueur de cette phase de nucléation varie avec le moment sismique final du tremblement de terre, comme on peut le voir dans la figure 2.2 reproduite de Beroza et Ellsworth (1996).

Enfin, récemment, Bouchon *et al.* (2011) ont isolé sur les sismogrammes du séisme d’Izmit de 1999, en Turquie, un signal précurseur qui pourrait être la signature d’un processus de nucléation. À plusieurs reprises dans l’heure

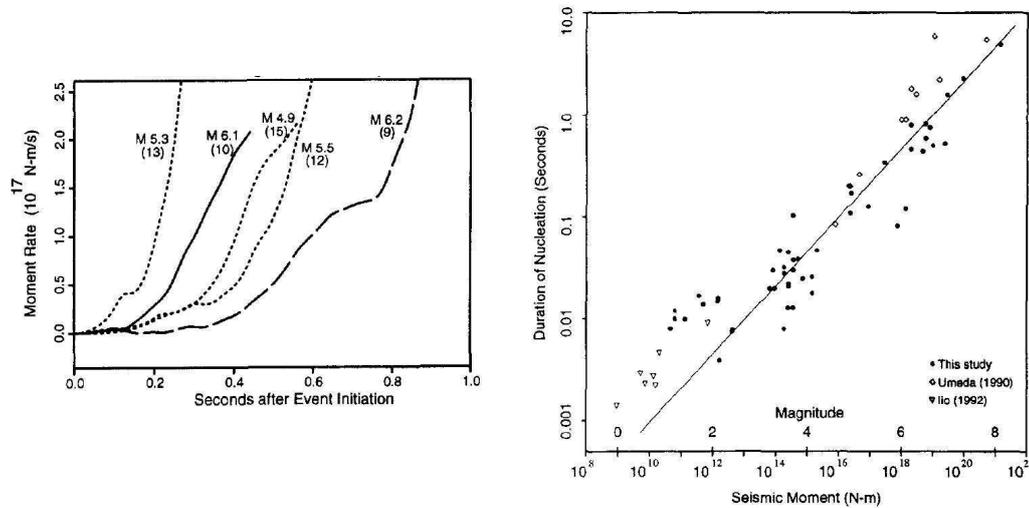


FIG. 2.2: Figures tirées de Beroza et Ellsworth (1996). À gauche : représentation de la dérivée temporelle du moment sismique en fonction du temps pour des tremblements de terre de magnitude moyenne, caractéristique de la phase de nucléation. À droite : relation entre la durée de la phase de nucléation et le moment final du tremblement de Terre.

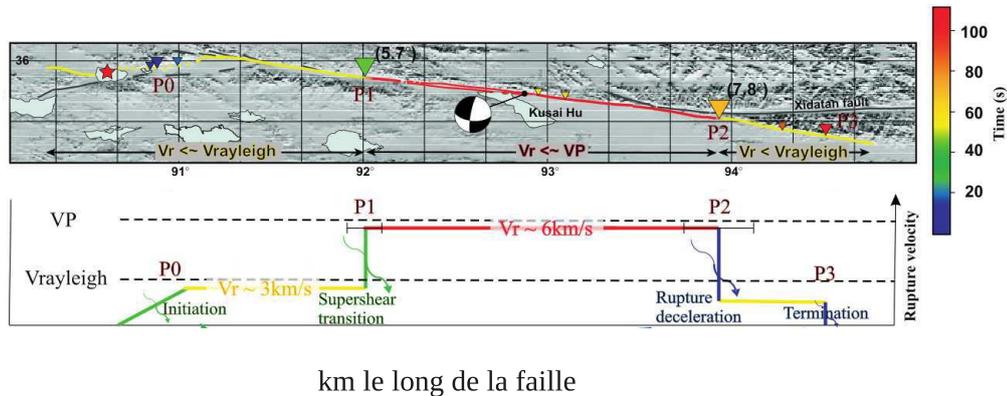
qui a précédé le choc principal, un bruit sismique a été émis depuis la zone de l'hypocentre. Ce bruit a une forme d'onde identique à chacune de ses occurrences, qui se font de plus en plus fréquentes jusqu'à l'occurrence du séisme proprement dit. De plus, le début de l'enregistrement des ondes P qui arrivent aux premières secondes du choc principal est superposable à la forme des ondes P qui caractérisent le précurseur. Le fait que ce signal sismique faible ait été émis dans la zone de l'hypocentre, et ce à plusieurs reprises, semble bien indiquer que le processus qui a mené à la rupture sismique avait commencé plusieurs dizaines de minutes avant la phase de propagation dynamique de la rupture.

### 2.1.2 Vitesses de propagation

Au chapitre précédent, nous avons vu que les ruptures théoriques ne peuvent pas se propager à n'importe quelle vitesse. Dans cette section nous abordons les vitesses de propagation des ruptures sismiques. Les vitesses de propagation de ruptures obtenues en laboratoire seront présentées à la section 5.1.

## Hétérogénéité des failles

Les vitesses de propagation sont obtenues grâce à des inversions et à la directivité de l'émission sismique. L'article de Somerville *et al.* (1999) rassemble les analyses faites sur 13 tremblements de terre ayant eu lieu dans la croûte, dont les magnitudes vont de 5,6 à 7,2. Leur vitesse de rupture varie entre  $2,4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $3,0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , ce qui d'après Ben Zion (2003) correspond en moyenne à 75% de la vitesse des ondes S dans les milieux considérés. Aucune relation directe entre la magnitude de ces tremblements de terre et leur vitesse de rupture n'est trouvée. Kanamori (1994) donne lui aussi une estimation générale de la vitesse de rupture des tremblements de terre comme comprise entre 70% et 80% de la vitesse de propagation des ondes S. Cependant, ces vitesses sont estimées en faisant l'hypothèse d'une vitesse de rupture constante pendant l'évènement. Cette hypothèse est plutôt réductrice car les hétérogénéités de la faille sont susceptibles de ralentir ou dévier localement le front de rupture. En fait, des ruptures se propageant plus rapidement que les ondes S ont pu être observées lors de certains séismes (Das (2010)). La première observation d'un tel mode de rupture a été mise en évidence par Archuleta (1984), sur quelques kilomètres pendant le séisme d'Imperial Valley de 1979. Des ruptures intersoniques ont ensuite pu être observées en analysant les données du séisme de 1999 à Izmit, en Turquie, de magnitude 7,6. Il a d'abord été noté (Ellsworth et Celebi (1999)) que sur certaines stations, la différence entre les temps d'arrivée des ondes P et des ondes S était trop courte pour correspondre à la distance entre la station et l'hypocentre. Bouchon *et al.* (2000) ont inversé les données sismiques afin de reconstruire l'histoire de la rupture et confirmé une vitesse de rupture intersonique de  $4,7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  sur un tiers de la longueur totale ( $\sim 150 \text{ km}$ ) de la rupture. Des vitesses intersoniques ont aussi été observées lors du séisme de magnitude 7,8 de Kunlun, au Tibet en 2001 (Bouchon et Vallee (2003); Vallée *et al.* (2008), voir Figure 2.3) et celui de magnitude 7,9 à Denali, en Alaska en 2002 (Dunham et Archuleta (2004)). Ces séismes sont particulièrement étudiés car lorsque la rupture est intersonique, le front des ondes S se concentre sur un plan qu'on peut comparer à des ondes de Mach de cisaillement. Ainsi, en un point de la surface terrestre, toute l'information portée par les ondes S sur le déplacement d'une grande partie de la faille arrive simultanément, lorsque le front d'onde de Mach atteint ce point. Cet



km le long de la faille

FIG. 2.3: Le séisme du Kunlun de 2003, au Tibet. Ce séisme fut de magnitude 7,8 et a rompu environ 400 km de faille. La figure du haut représente la trace de la faille en surface, les triangles marquant la position estimée du front de rupture au temps donné par leur couleur. La figure du bas donne une estimation de l'évolution des vitesses de rupture au cours de l'évènement. Après s'être initiée à une extrémité de la faille et s'être propagée sur 100 km à une vitesse moyenne inférieure à  $c_r$ , la rupture passe en mode intersonique sur environ 150 km. Elle retombe ensuite à une vitesse de rupture inférieure à  $c_r$ . Figure tirée de Vallée *et al.* (2008).

effet est à même de créer une brusque et importante accélération du sol. Ce phénomène peut changer considérablement l'estimation du risque sismique, ce qui explique l'attention particulière portée à ce mode de rupture.

Enfin, mentionnons rapidement l'existence des séismes lents. Ces séismes ont été découverts récemment grâce à des données GPS (Dragert *et al.* (2001)). Ce sont des relâchements importants de la contrainte tectonique qui se font sur quelques semaines ou quelques mois au niveau des zones de subduction. L'énergie totale relâchée par ces séismes lents ou évènements de glissement lents peut être équivalente à celle d'un séisme de magnitude 7. Les mécanismes mis en jeu dans un tel glissement asismique sont pour l'instant mal compris. Il est peu probable que les modélisations de rupture adoptées pour décrire les séismes classiques puissent s'appliquer sans modifications à ces « séismes lents ».

## **2.2 Estimation des paramètres de la source grâce aux données sismologiques**

La seule donnée directe accessible sur la source d'un tremblement de terre est le déplacement en surface au niveau de la trace de la faille. Celui-ci n'est pas toujours accessible puisque certaines failles n'atteignent pas la surface ou bien leur trace peut être sous-marine.

Les autres informations sont obtenues grâce à l'analyse des sismogrammes et des données géodésiques. Les sismographes enregistrent le déplacement, la vitesse, ou bien l'accélération du sol en surface au cours du temps. Grâce à des intégrations ou des dérivations de ces données après des filtrages adaptés, il est possible de passer de l'une à l'autre, avec les incertitudes liées au traitement. Ces données sont ponctuelles, et leur exploitation est d'autant plus efficace que le réseau compte de stations et que celles-ci sont bien situées par rapport à la faille. Les données GPS point par point donnent la valeur du déplacement du sol dû au séisme, au point où se situe la balise GPS. Les données GPS continues permettent de suivre la déformation lente post-sismique. L'utilisation de GPS haute fréquence a aussi permis lors de certains séismes de connaître le déplacement du sol au cours du temps pendant le séisme. Enfin les données radar obtenues par satellite permettent par interférométrie de mesurer les déformations en surface ayant eu lieu entre deux passages de satellite au dessus de la zone étudiée. L'utilisation des données GPS et radar pour l'étude de la source est assez récente. Nous allons nous intéresser dans cette section aux relations qui permettent d'estimer les paramètres mécaniques de la source en fonction des enregistrements sismiques (Kanamori (1994); Ben Zion (2003)).

Tout d'abord nous prenons en considération un modèle de source très simple, où le milieu entier est soumis avant la rupture à la contrainte  $\sigma_0$  et où les faces de la faille sont soumises à la friction  $\sigma_d$  quand la rupture se propage. Cette chute de contrainte localisée sur la faille entraîne un déplacement  $\delta u(t)$  sur la faille, et une vitesse de glissement  $\delta v = \partial \delta u / \partial t$ . Ce glissement est la source d'une déformation de cisaillement qui se propage (schématiquement) dans la direction  $z$  perpendiculaire à la faille à la vitesse  $c_s$ . La déformation en un point éloigné de  $z = c_s t$  de la faille est  $\partial u / \partial z = \dot{u}(z = 0, t = z/c_s) / c_s$ .

Une hypothèse supplémentaire consiste à supposer une vitesse de glissement constante sur la faille :  $\delta v = 2\dot{U}$ , où  $\dot{U}$  désigne la vitesse de déplacement particulière d'un côté de la faille. Ceci crée une déformation uniforme dans le milieu touché par les ondes S de  $\dot{U}/c_s$ , qu'on peut lier à une chute de contrainte uniforme en utilisant le module de cisaillement  $G$  :

$$\Delta\sigma = G\frac{\dot{U}}{c_s} \quad (2.1)$$

Cette chute de contrainte est identifiée à la chute de contrainte subie par les faces de la fissure c'est-à-dire :

$$\sigma_0 - \sigma_d = \frac{G}{c_s}\dot{U} \quad (2.2)$$

La vitesse de glissement  $\dot{U}$  est estimée d'après les sismogrammes. Elle doit être comprise comme une valeur moyennée sur toute la surface de faille.

Une autre manière d'estimer la chute de contrainte globale est d'estimer la déformation en divisant le déplacement total  $D_t$  sur la faille par une longueur caractéristique qui reste à déterminer. Là aussi, une moyenne spatiale est effectuée, où la faille est supposée parfaitement homogène. La longueur caractéristique peut être la longueur ou la largeur de la faille, ou bien si celle-ci est supposée circulaire, son rayon. Un coefficient sans dimension  $c$ , en général d'ordre 1, doit être ajouté pour rendre quantitative cette analyse dimensionnelle.  $c$  est déterminé en faisant des suppositions supplémentaires sur la géométrie de la source. Par exemple pour une faille circulaire de rayon  $a$  on peut écrire :

$$\Delta\sigma = cG\frac{D_t}{a} \quad (2.3)$$

Il faut donc pouvoir estimer le déplacement total et une dimension caractéristique de la source. Ces deux valeurs peuvent dans certains cas être obtenues par des inversions précises des signaux sismiques. Sinon, elles peuvent être estimés :  $D_t$  en utilisant des données géodésiques ou des observations du déplacement de la faille en surface ;  $a$  en analysant le spectre en fréquence du signal sismique. Ce spectre présente en général une fréquence de coupure qui peut être reliée à une dimension caractéristique de la source. La taille de

## Hétérogénéité des failles

la source peut aussi être déduite de la localisation des répliques, dont on fait l'hypothèse qu'elles délimitent la zone de rupture.

Le moment sismique  $M_0$  est une grandeur qui a la dimension d'un moment définie par :

$$M_0 = GSD_t \quad (2.4)$$

où  $S$  est la surface de la faille qui a rompu. Le moment sismique est lié à l'énergie libérée par un évènement sismique. Cette énergie  $\Delta E$  peut s'exprimer comme le travail des forces élastiques  $\bar{\sigma}S$  sur la faille pendant le déplacement  $D_t$ .

$$\Delta E = \bar{\sigma}SD_t \quad (2.5)$$

Ici  $\bar{\sigma}$  note une contrainte moyennée en temps et en espace sur la faille au cours de l'évènement, c'est à dire  $\bar{\sigma} = (\sigma_o + \sigma_f)/2$ , où  $\sigma_f$  note la valeur finale de la contrainte après l'évènement, et où aussi bien  $\sigma_o$  que  $\sigma_f$  sont des valeurs moyennes sur toute la surface de la faille. Si l'on considère que le modèle dynamique avec la loi en affaiblissement en glissement est exactement suivie, on peut identifier  $\sigma_f$  à  $\sigma_d$ , mais la définition d'un modèle de rupture dynamique n'est pas nécessaire pour l'instant. La combinaison de 2.4 et 2.5 permet de lier l'énergie de déformation libérée au moment sismique :

$$\Delta E = M_0 \frac{\bar{\sigma}}{G} \quad (2.6)$$

Les modèles tels que celui de la faille circulaire permettent de relier le moment à la chute de contrainte. Par exemple en utilisant 2.2 et 2.4, on obtient :

$$M_0 = c_2 \Delta \sigma S^{3/2} \quad (2.7)$$

où  $c_2$  est un deuxième coefficient sans dimension qui peut se déduire de  $c$ . Cette dernière relation peut être vérifiée sur les données de plusieurs séismes, comme sur la figure 2.4. Elles montrent que la chute de contrainte semble être indépendante de la taille du séisme.

La chute de contrainte peut aussi être estimée d'après la relation 2.2,

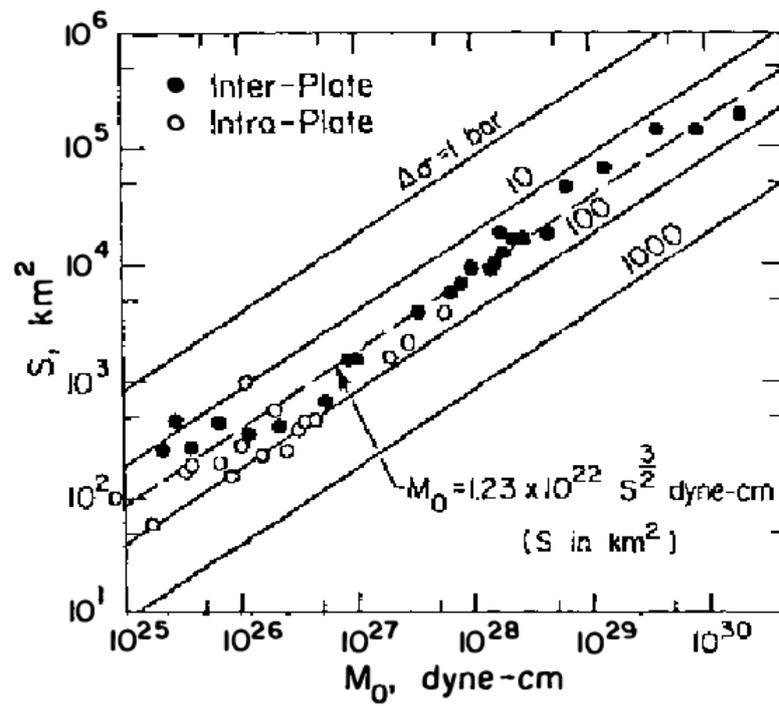


FIG. 2.4: Figure reproduite de Kanamori (1994). Les traits pleins obliques correspondent à différentes valeurs de la chute de contrainte  $\Delta\sigma$ . La faible dispersion montre que  $\Delta\sigma$  n'est pas dépendante de la taille du tremblement de terre et a des valeurs qui varient entre 10 bar et 1000 bar.

en estimant  $\dot{U}$  par les pics de vitesses sur les sismogrammes. Ces pics de vitesses ne dépassent généralement pas  $2 \text{ m.s}^{-1}$  et les valeurs estimées pour  $\Delta\sigma$  varient de 2 MPa à 20 MPa.

Dans cette section, nous avons mis en évidence quelques lois d'échelle qui montrent que la surface de rupture  $S$ , le déplacement total  $D_t$ , et l'énergie de déformation libérée  $\Delta E$  varient avec le moment sismique  $M_0$ . La chute de contrainte statique est elle indépendante du moment. Dans la section suivante, nous discuterons la dépendance des paramètres de friction, non plus avec la taille finale de l'évènement de rupture, mais avec l'échelle de l'observation.

### **2.3 Effet de l'échelle d'observation**

La mesure des paramètres de friction  $D_c$  et  $\mathcal{G}$  dépend de l'échelle de l'observation. Cela signifie que quand on cherche à les mesurer en laboratoire, sur des échantillons centimétriques, on obtient des valeurs différentes de plusieurs ordre de grandeur de ce qu'on peut estimer dans les failles grâce aux sismogrammes. Ces valeurs ne sont donc pas constitutives des matériaux étudiés, mais dépendent aussi de l'échelle d'observation des phénomènes.

Nous rappelons ici les valeurs de  $D_c$  ou  $\mathcal{G}$  sur les failles obtenues par deux approches différentes. L'une, proposée par Mikumo et Yagi (2003); Mikumo *et al.* (2003) consiste à utiliser le temps du pic de contrainte et celui de la fin de la chute de contrainte pour estimer  $D_c$  (voir figure 2.5, tirée de Mikumo *et al.* (2003)). Cette méthode appliquée à l'étude du séisme de Tottori donne des valeurs de  $D_c$  variant de 40 cm à 1 m. La deuxième méthode consiste à réaliser des inversions dynamiques. Pour cela, le champ de contrainte initial est déterminé en utilisant la distribution de glissement sur la faille obtenue par inversion cinématique. On en déduit une distribution de la chute de contrainte. En ajoutant à un niveau arbitraire de contrainte initiale la valeur de la chute de contrainte on crée ainsi un champ de contrainte initial hétérogène. Les hétérogénéités de ce champ vont permettre de reproduire la complexité de la rupture. En partant de ce champ de contrainte hétérogène et en appliquant une loi de friction uniforme sur toute la faille, on ajuste la loi de friction de manière à reproduire le plus précisément possible la dynamique

de la rupture (Madariaga et Olsen (2002)). En menant une telle étude sur le séisme de Landers, Olsen *et al.* (1997) obtient une valeur de 12 MPa pour la contrainte seuil et de 0,8 m pour  $D_c$ . Ide et Takeo (1997) trouvent des valeurs allant de 0,5 m à 1 m pour  $D_c$  en étudiant les données du séisme de Kobe de 1995. Peyrat *et al.* (2001) obtiennent pour le séisme de Landers des inversions dynamiques en introduisant l'hétérogénéité soit dans la contrainte initiale, soit dans la contrainte seuil. Dans Peyrat *et al.* (2005), il est montré que des inversions d'aussi bonne qualité peuvent être obtenues en introduisant les hétérogénéités dans  $D_c$ . Leur conclusion, ainsi que celle de Guatteri et Spudich (2000) est qu'il y a un choix à faire sur le paramètre à déterminer  $D_c$  ou  $\mu_s$ , et que la valeur de l'un va dépendre du choix sur la valeur de l'autre. Finalement, les inversions dynamiques permettent d'obtenir une information énergétique, c'est-à-dire une information sur  $\mathcal{G}$ . Notons que les ordres de grandeurs obtenus pour de grands séismes par les différentes études citées plus haut sont identiques.

Pour expliquer que les paramètres de friction  $D_c$  et  $\mathcal{G}$  soit dépendants de l'échelle d'observation, il est nécessaire de prendre en compte la rugosité ou l'hétérogénéité des surfaces de friction. La discussion proposée dans la fin de cette section repose largement sur l'article de Ohnaka (2003). Sur une surface parfaitement plane, il n'y a aucune longueur caractéristique qui permette de différencier les différentes échelles d'observation. En d'autres termes, la surface est un plan qu'on la regarde à l'échelle du micromètre ou à l'échelle du kilomètre. Il n'y a pas que les surfaces parfaitement planes qui présentent cette particularité d'être similaires quelle que soit l'échelle à laquelle on les observe. Certaines surfaces rugueuses ont aussi ces propriétés, mais uniquement du point de vue statistique. On les appelle surfaces *auto-similaires*. Ces surfaces sont caractérisées par leurs propriétés statistiques, qui sont invariantes lors d'une transformation affine  $(x, y, z) \rightarrow (bx, by, b^\zeta z)$ .  $\zeta$  est l'indice de rugosité, aussi appelé exposant de Hurst. Une des manières de comprendre cet exposant est la suivante : si on appelle  $h(r)$  le dénivelé moyen entre deux points de la surface rugueuse séparés par la distance  $r$  à vol d'oiseau, cette hauteur caractéristique va augmenter proportionnellement à  $r^\zeta$  (Bouchaud (1997)) :

## Hétérogénéité des failles

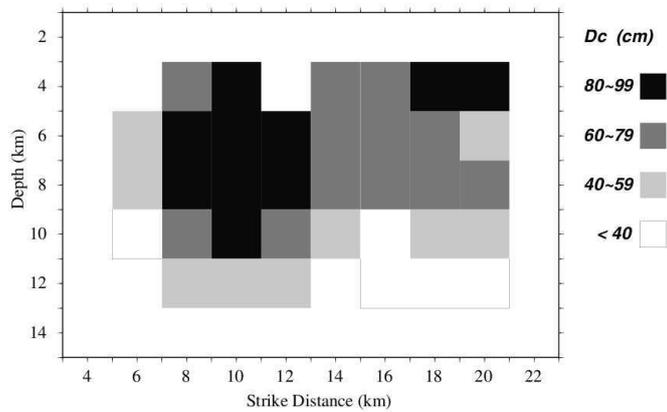
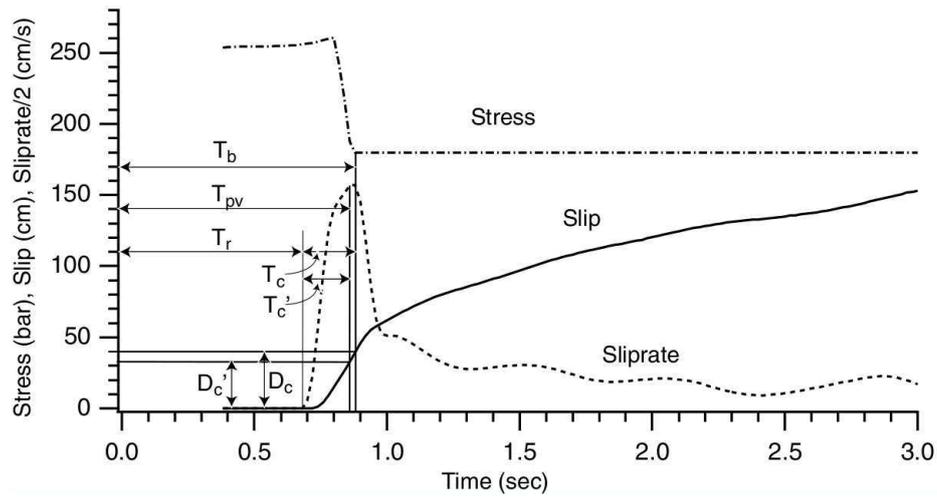


FIG. 2.5: Figures reproduites de Mikumo *et al.* (2003). *En haut* : méthode d'estimation de  $D_c$  en utilisant l'histoire des vitesses de glissement, de la contrainte et du glissement. Le schéma donne des évolutions typiques.  $T_b$  est l'instant de la chute de contrainte,  $T_{pv}$  est l'instant du pic de vitesse,  $D_c$  le glissement à  $T_b$ ,  $D'_c$  le glissement à  $T_{pv}$ . *En bas* : carte de  $D_c$  estimé par cette méthode sur la faille principale du séisme de Tottori.

$$h(r) = \sqrt{\langle (z(r_0 + r) - z(r_0))^2 \rangle} \alpha r^\zeta \quad (2.8)$$

Plus l'exposant  $\zeta$  est petit, plus la surface est lisse. D'autres méthodes existent pour caractériser ces topographies invariantes d'échelle (voir par exemple Candela *et al.* (2009)).

Les surfaces de failles sont dans une certaine mesure auto-similaires (Scholz (2002), Candela *et al.* (2009)) ce qui, à première vue, peut paraître contradictoire avec le fait que les paramètres de friction sont dépendants de l'échelle d'observation. En fait, l'auto-similarité est limitée dans une certaine plage de valeur des longueurs d'ondes. Comme les failles ne sont pas infiniment grandes, une longueur d'onde de coupure supérieure apparaît. Cette longueur d'onde critique  $\Lambda_c$  donne l'échelle de l'observation. Par exemple, sur des échantillons en laboratoire, l'auto-similarité se brise pour des longueurs d'ondes approchant la taille de l'échantillon. Sur des blocs de granites ponçés, la longueur d'onde de coupure peut être encore plus faible, puisque le ponçage aplanit toutes les rugosités de taille supérieure à la taille de grain choisie. L'échelle d'observation vient alors de cette taille de grain, puisqu'en ponçant on a choisi d'éliminer tous les phénomènes qui peuvent être dus aux hétérogénéités de plus grandes longueurs d'ondes. Sur les failles, l'échelle d'observation est plus difficile à définir. Cependant, sur la surface de rupture d'un séisme, il est probable qu'à partir d'une certaine échelle d'observation, les hétérogénéités observées deviennent déterministes, c'est à dire qu'elles ne peuvent plus être considérées comme un fond statistique homogénéisable. La taille de ces hétérogénéités pourrait être cette longueur d'onde caractéristique  $\Lambda_c$  (Ohnaka (2003)).

La figure 2.6, qui regroupe des données provenant d'expériences en laboratoire et des données sismiques montre que  $D_c$  dépend de l'échelle d'observation :  $D_c$  est de l'ordre du mètre pour les séismes et de l'ordre du micromètre pour les expériences de friction en laboratoire. La chute de contrainte dynamique a plutôt l'air de dépendre des phénomènes microscopiques mis en jeu. Elle est importante lorsqu'il faut fracturer complètement un matériau intact et faible lorsque la surface de friction est prédéterminée. Les séismes sont entre les deux, ce qui conviendrait avec l'hypothèse qu'à la fois des

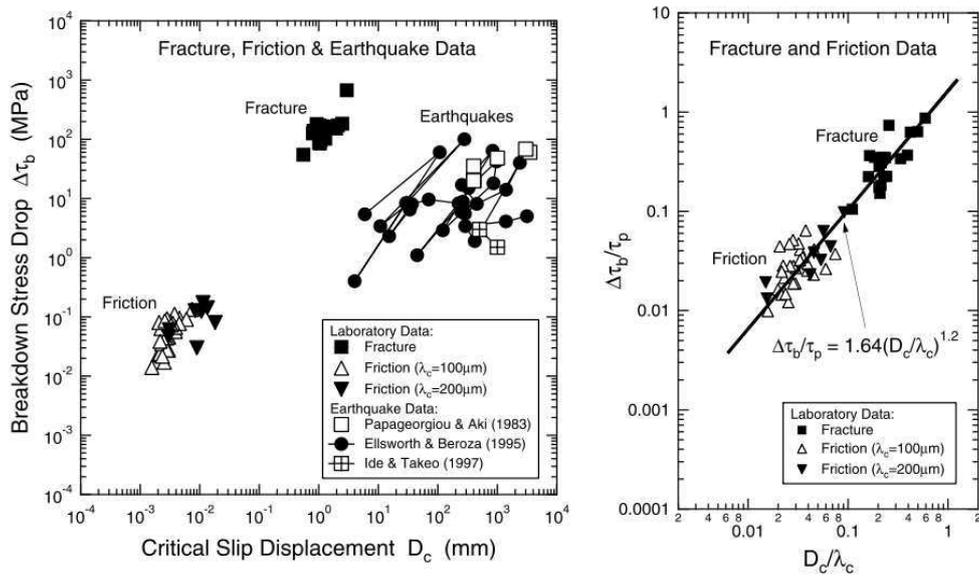


FIG. 2.6: Figures tirées de Ohnaka (2003). À gauche : La figure donne les ordres de grandeur de  $D_c$  et de la chute de contrainte dynamique  $\sigma_s - \sigma_d$ , pour différentes observations. Les triangles sont des données d'expériences de friction en laboratoire avec des surfaces de différentes rugosité. Les carrés sont des données provenant d'expériences de fracture en laboratoire. Les cercles et les carrés blancs sont des données sur des séismes.  $D_c$  varie du micromètre pour les expériences de friction au kilomètre pour les tremblements de terre. À droite : L'adimensionnalisation de la chute de contrainte par la contrainte de rupture  $\sigma_s$  et de  $D_c$  par l'échelle d'observation  $\lambda_c$  permet de faire ressortir une loi d'échelle traduite par l'équation (2.9). Figure reproduite d'après Ohnaka (2003).

phénomènes de fracturation proprement dits et des phénomènes de friction ont lieu lors de la rupture sismique. Ohnaka (2003) propose donc d'adimensionner la chute de contrainte dynamique par la contrainte de rupture du matériau  $\sigma_s$ , d'autant plus grande que le matériau est intact, et d'adimensionner  $D_c$  par l'échelle caractéristique de l'observation  $\Lambda_c$ . Cette adimensionnalisation n'est possible que pour les données de laboratoire car la contrainte seuil  $\sigma_s$  n'est pas connue pour les tremblements de terre. La loi de puissance qui lie ces deux paramètres adimensionnés est de la forme

$$\frac{D_c}{\Lambda_c} = k_1 \left( \frac{\sigma_d - \sigma_s}{\sigma_s} \right)^{m_1} \quad (2.9)$$

D'après les données qu'il utilise, Ohnaka (2003) déduit une valeur de 0,662 pour  $k_1$  et de 0,833 pour  $m_1$ . Le tracé de la chute de contrainte adimensionnée en fonction de  $D_c$  adimensionné par  $\Lambda_c$  est reproduit à la figure 2.6. Finalement, cette relation traduit une dépendance de  $D_c$  avec la contrainte seuil  $\sigma_s$  et avec l'échelle d'observation.  $D_c$  n'est pas le seul paramètre qui dépend de l'échelle d'observation. En effet, par exemple l'énergie de fracturation  $\mathcal{G}$  dépend de  $D_c$ , donc elle varie aussi avec l'échelle d'observation. La loi qui relie  $\mathcal{G}$  à  $D_c$  fait aussi intervenir la chute de contrainte dynamique  $\sigma_d - \sigma_s$ , elle est de la forme suivante :

$$\mathcal{G} = k_2(\sigma_d - \sigma_s)D_c/2 \quad (2.10)$$

où  $k_2$  est un facteur numérique sans dimension, en général compris entre 1/2 et 1. Dans le cas d'une loi en affaiblissement linéaire,  $k_2$  vaut 1 comme on l'a vu au chapitre précédent. Pour obtenir une loi d'échelle, on voit en utilisant les deux équations précédentes que  $\mathcal{G}$  doit être adimensionné par  $\sigma_s\Lambda_c$  (voir figure 2.7). On obtient la loi d'échelle suivante :

$$\frac{\mathcal{G}}{\Lambda_c\sigma_s} = k_3 \left( \frac{D_c}{\Lambda_c} \right)^{m_3} \quad (2.11)$$

Ohnaka donne d'après ses données expérimentales  $k_3 = 0,733$  et  $m_3 = 2,2$ .

Nous avons déjà abordé la dépendance de  $\mathcal{G}$  avec l'échelle d'observation à la section 1.3.2.3. Avec le concept de rugosité ou d'hétérogénéité de l'interface,

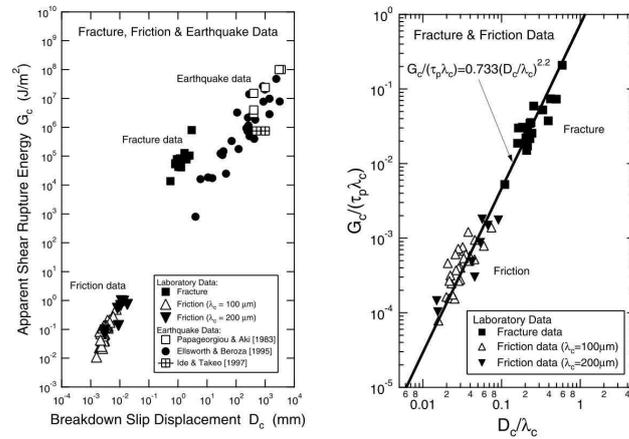


FIG. 2.7: Figures tirées de Ohnaka (2003). À gauche : L'énergie de fracturation  $\mathcal{G}$  est tracée en fonction de  $D_c$ , pour des données d'expériences de friction en laboratoire, d'expériences de fracturation et pour des données sismiques. L'énergie de fracturation dans les tremblements de terre est supérieure de deux ordres de grandeur aux énergies de fracturation sur des granites intacts en laboratoire et de jusqu'à 9 ordres de grandeur des énergies de fracturation obtenues dans des expériences de friction. Ces variabilités s'expliquent par la dépendance de  $\mathcal{G}$ , non seulement avec les phénomènes microscopiques mis en jeu, mais aussi par sa dépendance avec l'échelle d'observation. À droite : tracé de  $\mathcal{G}$  adimensionné en fonction de  $D_c$  adimensionné. La loi d'échelle (2.11) est vérifiée. Dans cette figure, on voit que les valeurs adimensionnées de  $\mathcal{G}$  dans des expériences de fracturation sont plus importantes que dans des expériences de friction, ce qui paraît logique puisqu'il faut fournir relativement plus d'énergie pour fracturer un milieu intact que pour mettre en glissement une surface de friction déjà affaiblie.

nous pouvons le comprendre d'autant mieux. En effet, lorsque l'interface de friction est rugueuse, sa surface est d'autant plus grande qu'on la décrit avec une meilleure précision spatiale, selon le principe des courbes fractales. Lorsqu'on décrit cette surface à une grande échelle d'observation, on ignore toutes les rugosités inférieures, et de fait la surface est lissée. Donc lorsque  $\mathcal{G}$  est calculé à une grande échelle d'observation, la surface réelle de contact est sous-estimée. Ceci intervient dans le fait que cette énergie surfacique mesurée est une énergie surfacique apparente puisque la mesure de la surface réelle de contact n'est pas accessible, et c'est donc une surface apparente qui dépend de l'échelle d'observation qui est utilisée, introduisant ainsi une dépendance de  $\mathcal{G}$  à l'échelle d'observation.

D'autres observables sont liées aux paramètres de friction  $\sigma_s$  et  $D_c$  : la valeur du pic de vitesse  $v_{\max}$  et la valeur du pic d'accélération  $a_{\max}$  des sismogrammes. Ainsi, en n'écrivant pas les divers facteurs numériques qui peuvent intervenir (Ohnaka (2003); Ida (1973)) on peut écrire :

$$v_{\max} \sim \frac{\sigma_s}{G} v_R \quad (2.12)$$

$$a_{\max} \sim \left(\frac{\sigma_s}{G}\right)^2 \frac{v_R^2}{D_c} \quad (2.13)$$

D'où l'on tire :

$$a_{\max} = k_4 \frac{v_{\max}^2}{D_c} \quad (2.14)$$

Dans cette dernière relation  $k_4$  est une constante numérique dont la valeur varie et est comprise entre 4,9 et 7,2 d'après Ohnaka (2003). Pour les tremblements de terre, les pics de vitesse atteignent 1 à 5 m.s<sup>-1</sup> alors que les pics d'accélération sont estimés dans une plage allant de 0,5 à 5 m.s<sup>-2</sup>. Ceci montre que  $D_c$  pour les tremblements de terre doit être de l'ordre du mètre pour vérifier la relation (2.14). La relation (2.13) montre aussi que le pic d'accélération dépend de l'échelle puisqu'il est lié à  $D_c$  qui dépend de l'échelle.

Enfin dans le modèle de nucléation-propagation proposé figure 2.1, la longueur de la zone d'affaiblissement  $X_c$  est égale à la moitié de la taille critique de la zone de nucléation et est aussi dépendante de  $D_c$  :

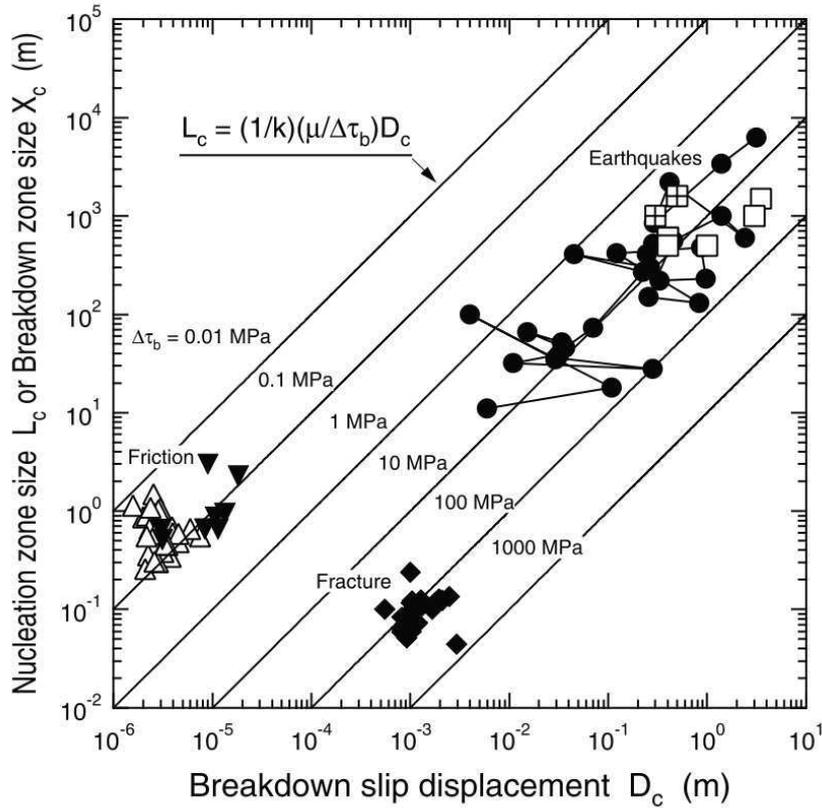


FIG. 2.8: Figure tirée de Ohnaka (2003). Dans cette figure, on constate que la taille critique de la zone de nucléation dépend de l'échelle d'observation par l'intermédiaire de  $D_c$ , mais aussi de la chute de contrainte dynamique qui varie selon les phénomènes microscopiques mis en jeu (friction, fracturation).

$$X_c \sim \frac{G}{\sigma_s - \sigma_d} D_c \quad (2.15)$$

La taille de cette zone d'affaiblissement dépend de  $D_c$  et donc de l'échelle d'observation, mais avec une loi d'échelle qui fait intervenir la chute de contrainte dynamique ( $\sigma_s - \sigma_d$ ). Ainsi on peut voir sur la figure 2.8 qu'elle est de l'ordre du millimètre au mètre pour des expériences de friction en laboratoire, et plutôt de l'ordre de la centaine de mètres à la dizaine de kilomètres pour des tremblements de terre.

## Deuxième partie

Étude numérique :  
homogénéisation des  
hétérogénéités de petite échelle  
par création de lois de  
frottement effectives



## Chapitre 3

---

Notions fondamentales et théoriques  
nécessaires à la compréhension du processus  
d'homogénéisation par utilisation de lois  
effectives.

---



### 3.1 Description théorique de la nucléation

Les descriptions théoriques de la phase de nucléation de la rupture cherchent à décrire la dynamique du développement de l'instabilité qui mène à la propagation d'une rupture. Dans le cadre de la description des frottements en affaiblissement avec le glissement, Campillo et Ionescu (1997) ont proposé une description théorique de la phase d'initiation dans le cas bi-dimensionnel antiplan. Cette description repose sur une décomposition spectrale du problème. Favreau *et al.* (1999) adaptent cette méthode au mode plan bi-dimensionnel et elle a ensuite été généralisée pour le cas tri-dimensionnel par Favreau *et al.* (2002). Knopoff *et al.* (2000) proposent une méthode intégrale de résolution qui permet d'éviter des problèmes de non-causalité inhérents à la description spectrale. Uenishi et Rice (2003) posent le problème mécanique de manière différente, en introduisant un chargement de la faille plus réaliste pour mener à l'instabilité. Ces conditions initiales différentes aboutissent cependant à une description spectrale identique. Une description de la nucléation sous l'hypothèse d'une loi de friction dépendante de la vitesse de glissement et de l'état de la surface a été proposé dans Rubin et Ampuero (2005) et Ampuero et Rubin (2008).

Dans cette section nous choisissons de décrire la résolution du problème de la nucléation tri-dimensionnelle régie par une loi de friction en affaiblissement avec le glissement. Cette description théorique est tirée de Favreau *et al.* (2002). Le problème tri-dimensionnel est résolu uniquement dans le cas d'une faille plane infinie dans un milieu élastique infini, homogène et isotrope. Le système étudié consiste en deux demi-espaces élastiques mis en contact le long d'un plan de faille. Pour décrire complètement le problème, en plus des lois de l'élastodynamique dans le milieu, il faut définir des conditions initiales et des conditions aux limites. Grâce à un choix judicieux de ces conditions, le problème de l'initiation est linéarisé, ce qui permet ensuite de conduire une analyse spectrale. Précisons donc ici la résolution mathématique.

3.1.1 Résolution du problème de l'initiation tri-dimensionnelle sur une faille infinie homogène

Le milieu élastique est caractérisé par les coefficients de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$ . Plutôt que d'utiliser directement le champ de déplacement  $\vec{u}(\vec{r}, t)$ , on fait une décomposition de Helmholtz sous la forme du potentiel scalaire  $\phi(\vec{r}, t)$  et du potentiel vecteur  $\vec{\psi}(\vec{r}, t)$ .  $\vec{u}$  est relié à  $\phi$  et  $\vec{\psi}$  par les relations :

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} = 0 \quad (3.2)$$

L'équation 3.2 permet de conserver le nombre de degrés de liberté et assure donc une solution unique pour  $\vec{\psi}$  lors de la transformation. Ces potentiels vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_p^2 \nabla^2 \phi = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \vec{\psi} = 0 \quad (3.4)$$

Les coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$  sont utilisées. La faille est définie par le plan  $z = 0$ . La discontinuité du déplacement à travers la faille, c'est à dire le glissement, est notée  $\delta\vec{u}$ . La faille ne peut subir d'ouverture ce qui impose une continuité de déplacement normal à la faille :  $\delta u_z = 0$ . On contraint arbitrairement le glissement dans la direction  $x$ , ce qui impose  $\delta u_y = 0$ . Or, il résulte des symétries du problème que  $u_z(x, y, 0^+, t) = u_z(x, y, 0^-, t)$  et  $u_y(x, y, 0^+, t) = -u_y(x, y, 0^-, t)$ . On peut donc en déduire que les déplacements dans la direction  $y$  sont nuls à la limite du plan de faille. La faille est normale à la direction  $z$ , les contraintes qui s'appliquent sur ses faces sont donc  $\sigma_{xz}^t$ ,  $\sigma_{yz}^t$  et  $\sigma_{zz}^t$ . Ici la notation en exposant  $t$  permet de signaler qu'on considère la contrainte totale. Cette contrainte est décomposée en deux parties : une partie  $\sigma_{iz}^\infty$  qui correspond à la contrainte initiale statique subie par tout le milieu et une partie  $\sigma_{iz}$  qui comprend les variations de contrainte par rapport à cet état de référence. C'est aussi par rapport à cet état statique

initial que sont mesurés les déplacements, c'est donc le tenseur  $\sigma$  (et non pas  $\sigma^t$ ) qui est relié à  $\vec{u}$  par les lois de l'élastodynamique.

Au niveau du plan de faille, la loi de friction définit les conditions aux limites. On suppose que la contrainte à la limite du plan de faille  $\sigma_{xy}^t(t, x, y, 0)$  est égale à l'opposée de la force de friction surfacique. Si la loi de friction force-glissement en affaiblissement linéaire est imposée de manière homogène sur tout le plan de faille, on a comme conditions aux limites :

$$\sigma_{xz}^t \leq -\sigma_{zz}^\infty \mu_s \quad \text{si} \quad \dot{\delta u}_x = 0 \quad (3.5)$$

$$\sigma_{xz}^t = -\sigma_{zz}^\infty \left( \mu_s - \frac{\mu_s - \mu_d}{D_c} \delta u_x \right) \quad \text{si} \quad 0 < \delta u_x < D_c \quad (3.6)$$

$$\sigma_{xz}^t = -\sigma_{zz}^\infty \mu_d \quad \text{si} \quad D_c \leq \delta u_x \quad (3.7)$$

En ce qui concerne les conditions initiales, on choisit à l'instant  $t = 0$  un état de contrainte tel que tous les points de la faille se trouvent à la limite du glissement, c'est à dire  $\sigma_{xz}^\infty = N\mu_s$ , où on utilise la notation  $N = -\sigma_{zz}^\infty$  pour désigner la contrainte normale. On applique ensuite une perturbation à cet état d'équilibre instable sous la forme d'un champ de déplacement et de vitesse qui vérifient les conditions de symétrie du problème :

$$\vec{u}^0(x, y, z) = \vec{u}(t = 0, x, y, z) \quad (3.8)$$

$$\vec{v}^0(x, y, z) = \vec{v}(t = 0, x, y, z) \quad (3.9)$$

Le choix de placer le système dans un état instable pour tous les points de la faille permet de linéariser le problème. En effet, l'évolution de tous les points de la faille est alors décrite par l'affaiblissement linéaire de la loi de friction. Dès qu'un ou plusieurs points atteignent la valeur  $D_c$ , cette description n'est plus valide et on sort de la phase d'initiation.

On recherche donc les fonctions  $\phi$  et  $\psi$  qui vérifient ces équations constitutives et ces conditions initiales et aux limites. Pour cela, on recherche les solutions sous la forme de fonctions propres :

## Hétérogénéité des failles

$$\phi(t, x, y, z) = \exp(\lambda t)\phi^\lambda(x, y, z) \quad (3.10)$$

$$\vec{\psi}(t, x, y, z) = \exp(\lambda t)\vec{\psi}^\lambda(x, y, z) \quad (3.11)$$

En utilisant (3.10) et (3.11) dans (3.3), (3.4) et (3.2)

$$\lambda^2\phi^\lambda - c_p^2\nabla^2\phi^\lambda = 0 \quad (3.12)$$

$$\lambda^2\vec{\psi}^\lambda - c_s^2\nabla^2\vec{\psi}^\lambda = 0 \quad (3.13)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} = 0 \quad (3.14)$$

Rappelons ensuite les expressions de  $u_y$ ,  $\sigma_{zz}$ ,  $u_x$  et  $\sigma_{xz}$  en fonction de  $\phi$  et  $\vec{\psi}$  afin de retranscrire les conditions aux limites :

$$u_x = \frac{\partial\phi}{\partial x} + \frac{\partial\psi_z}{\partial y} - \frac{\partial\psi_y}{\partial z} \quad (3.15)$$

$$u_y = \frac{\partial\phi}{\partial y} + \frac{\partial\psi_x}{\partial z} - \frac{\partial\psi_z}{\partial x} \quad (3.16)$$

$$\frac{\sigma_{zz}}{\rho c_s^2} = (\eta^2 - 2) \left( \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} \right) + 2 \left( \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\psi_y}{\partial x\partial z} - \frac{\partial^2\psi_x}{\partial y\partial z} \right) \quad (3.17)$$

$$\frac{\sigma_{xz}}{\rho c_s^2} = 2 \frac{\partial^2\phi}{\partial x\partial z} + \frac{\partial^2\psi_z}{\partial y\partial z} - \frac{\partial^2\psi_x}{\partial x\partial y} + \frac{\partial^2\psi_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\psi_y}{\partial z^2} \quad (3.18)$$

Sur le plan de faille, c'est à dire en  $z = 0$ , on a les conditions aux limites suivantes :

$$u_y = 0 \quad (3.19)$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (3.20)$$

$$\sigma_{xz} = -\alpha u_x \quad (3.21)$$

Dans ces équations, on a utilisé la notation

$$\alpha = N \frac{\mu_s - \mu_d}{\rho c_s^2 (D_c/2)} \quad (3.22)$$

$\alpha$  a la dimension de l'inverse d'une longueur, et on verra plus tard qu'il permet de définir une taille caractéristique au problème de l'initiation.

En remplaçant  $u_y$ ,  $u_x$ ,  $\sigma_{zz}$  et  $\sigma_{xz}$  par leur expression en fonction de  $\phi$  et  $\vec{\psi}$  on a finalement :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_z}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} = 0 \quad (3.23)$$

$$(\eta^2 - 2) \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + 2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial y \partial z} \right) = 0 \quad (3.24)$$

$$2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2} = -\alpha \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_z}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \right) \quad (3.25)$$

Il a été montré que les valeurs propres  $\lambda$  ont un carré positif (la démonstration se trouve dans Favreau *et al.* (1999), appendice A). Cela implique qu'elles sont soit des réels purs, soit des imaginaires purs. Les solutions avec des valeurs propres imaginaires sont à relier à des modes oscillants sur la faille. Celles avec des valeurs propres réelles s'atténuent rapidement dans le temps si  $\lambda$  est négatif, ou s'accroissent de manière exponentielle dans le temps si  $\lambda$  est positif. Ce sont ces derniers modes, instables, qui permettent de décrire l'initiation du glissement sur la faille et c'est donc à ceux-ci que l'on s'intéresse à présent. Pour caractériser spatialement ces modes de glissement, nous les écrivons sous la forme suivante, qui traduit des ondes planes localisées dans le plan de faille :

$$\phi^\lambda(x, y, z) = e^{ik_x x + ik_y y - pz} \quad (3.26)$$

$$\vec{\psi}^\lambda(x, y, z) = \vec{S} e^{ik_x x + ik_y y - sz} \quad (3.27)$$

En introduisant ces formes dans les équations 3.12, 3.13, 3.14, on obtient les relations :

$$\lambda^2 = c_p^2(-k_x^2 - k_y^2 + p^2) \quad (3.28)$$

$$\lambda^2 = c_s^2(-k_x^2 - k_y^2 + s^2) \quad (3.29)$$

$$0 = ik_x S_x + ik_y S_y - s S_z \quad (3.30)$$

En les introduisant dans les conditions aux limites 3.23, 3.24 et 3.25, on obtient :

$$ik_x + ik_y S_z + p S_y = 0 \quad (3.31)$$

$$(\eta^2 - 2)(-k_x^2 - k_y^2 + p^2) + 2(p^2 - isk_x S_y + isk_y S_x) = 0 \quad (3.32)$$

$$-2ipk_x - isk_y S_z + k_x k_y S_x - k_x^2 S_y - s^2 S_y = -\alpha(ik_x + ik_y S_z + s S_y) \quad (3.33)$$

La combinaison des équations (3.30), (3.31) et (3.32) forme un système d'équations qui permet d'exprimer  $S_x$ ,  $S_y$  et  $S_z$  :

$$S_x = \frac{ik_y}{2s} \quad (3.34)$$

$$S_y = \frac{k_x^4 - s^4 + k_y^2(k_x^2 + s^2)}{2isk_x(k_x^2 + k_y^2 - s^2)} \quad (3.35)$$

$$S_z = \frac{k_y}{2k_x} \quad (3.36)$$

En utilisant ces amplitudes dans (3.33), on obtient :

$$p = \frac{(s^2 + k_x^2)^2 - k_y^2(s^2 - k_x^2) + s\alpha(k_x^2 + k_y^2 - s^2)}{4k_x^2 s} \quad (3.37)$$

Les équations (3.28) et (3.29) permettent d'obtenir une autre expression de  $p$  :

$$p = \frac{1}{\eta} \sqrt{(\eta^2 - 1)(k_x^2 + k_y^2) + s^2} \quad (3.38)$$

Ces deux dernières équations forment un système qui permet pour tout vecteur d'onde  $\vec{k} = (k_x, k_y)$  de calculer  $s(\vec{k})$  et  $p(\vec{k})$  puis par l'intermédiaire

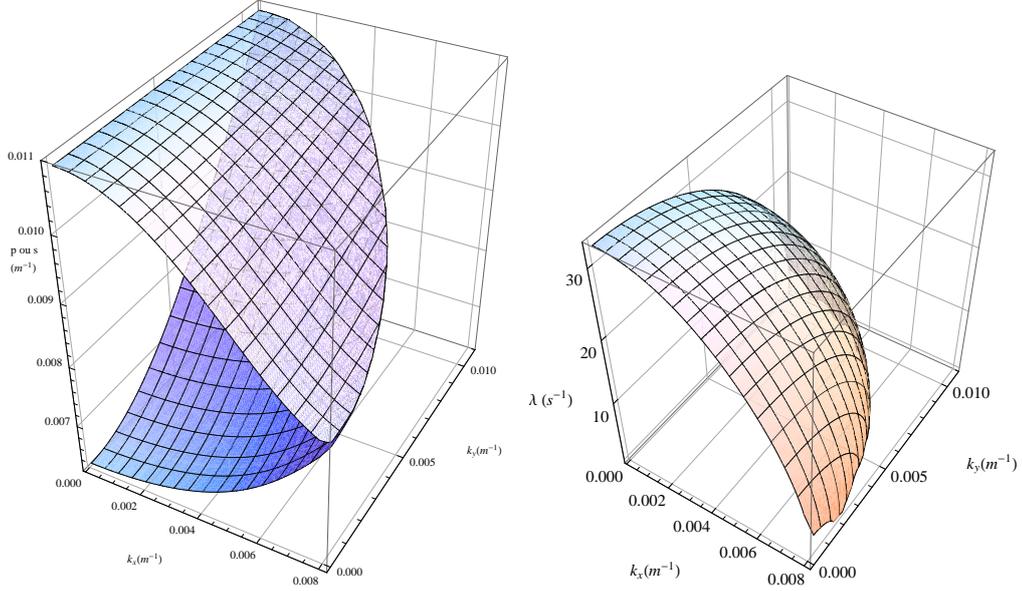


FIG. 3.1: À gauche : valeurs des paramètres  $p$  (nappe inférieure) et  $s$  (nappe supérieure) en fonction du nombre d'onde  $\vec{k}$  qui caractérise le mode. À droite : valeur propre  $\lambda$  en fonction du nombre d'onde  $\vec{k}$ . Ces valeurs ont été calculées pour  $c_s = 3000 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $\eta = \sqrt{3}$ ,  $\rho = 3000 \text{ kg.m}^{-3}$ , et  $\alpha = 0,0109 \text{ m}^{-1}$ . À  $\vec{k} = 0$ , la valeur propre est maximale et vaut  $\lambda = c_s \alpha = 32,7 \text{ s}^{-1}$ .

de (3.28) ou (3.29), d'obtenir  $\lambda(\vec{k})$  (voir Figure 3.1). Notons que des solutions telles que  $\lambda$  soit un réel positif n'existent que sur un certain domaine du plan  $(k_x, k_y)$ , défini grâce à l'équation (3.29) par :

$$\frac{k_x^2}{(\alpha/\gamma)\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} + \frac{k_y^2}{\alpha\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \leq 1 \quad (3.39)$$

où l'on utilise la notation  $\gamma = 2\left(1 - \frac{1}{\eta^2}\right)$ . On comprend ici que  $\alpha$  est un nombre d'onde caractéristique du problème. Si on considère le problème bi-dimensionnel antiplan, c'est à dire invariant selon la direction du glissement  $x$ , cela revient à prendre  $k_x = 0$  ; la condition d'existence d'une valeur propre réelle positive (3.39) devient alors  $k_y \leq \alpha$ . Ainsi  $\alpha$  est le nombre d'onde critique du problème antiplan. Un raisonnement similaire montre que le nombre d'onde critique du problème plan bi-dimensionnel est  $\alpha/\gamma$ . Ces nombres d'ondes critiques pour les cas plan et antiplan peuvent bien sûr être dérivés en partant directement du problème posé en deux dimensions. Ces

résultats ont d'ailleurs été démontrés par analyse spectrale antérieurement à la démonstration 3D dans Campillo et Ionescu (1997) pour le problème antiplan et dans Favreau *et al.* (1999) pour le problème plan.

Le spectre  $\lambda(\vec{k})$  est représenté à la figure 3.1. Il est maximal pour  $\vec{k} = 0$ , et décroît dans toutes les directions pour atteindre  $\lambda = 0$  aux limites de la zone définie par l'équation (3.39). Cette forme particulière nous apprend que l'évolution temporelle d'un mode de glissement, caractérisée par  $\lambda$ , est reliée à son extension spatiale dans le plan de faille (caractérisée par  $\vec{k}$ ). Ainsi, les modes les plus étendus ( $k$  petits) s'accroîtront en amplitude plus rapidement ( $\lambda$  grand) que les modes les moins étendus.

### *3.1.2 Effet de la finitude des failles ou de leur hétérogénéité sur le processus d'initiation*

Comme on l'a vu, l'obtention du spectre  $\lambda(\vec{k})$  est déterminée par les conditions aux limites sur la faille. Si au lieu d'une faille infinie on considère une faille finie ou hétérogène, il n'est plus possible de décrire l'évolution de tous les points par la condition linéarisée exprimée par l'équation (3.21). Le spectre  $\lambda(\vec{k})$  est alors modifié. En particulier, pour les failles finies, ce spectre devient discontinu. De plus, lorsque la faille est de dimensions finies, le glissement ne peut se développer que sur la zone déterminée par les dimensions de la faille. Ceci empêche le développement des modes de glissement étendus spatialement, c'est à dire caractérisés par des nombres d'ondes petits. De la même manière, lorsque des barrières empêchent le glissement de la faille sur des zones distribuées sur le plan de faille, cela empêche le développement de modes de grandes longueurs d'ondes. On peut donc penser que près de  $\vec{k} = 0$ , il n'existera plus de modes de glissement exponentiellement croissant. Ainsi le glissement sera décrit par des modes caractérisés par des vecteurs d'onde  $\vec{k}$  plus grand, et dans l'hypothèse où la décroissance de  $\lambda$  en fonction du module de  $\vec{k}$  est conservée dans les nouveaux spectres, ces modes de glissement auront une croissance moins rapide (voir Ionescu et Campillo (1999); Dascalu *et al.* (2000); Ionescu *et al.* (2002); Uenishi et Rice (2003); Campillo *et al.* (2004)).

Si la faille est suffisamment petite, il finit par ne plus exister de modes de

glissement instables. En d'autres termes, il n'existe plus de mode de glissement caractérisé par des vecteurs d'onde  $\vec{k}$  suffisamment petits pour se trouver dans le domaine d'instabilité définie par l'équation (3.39). La faille devient alors stable, et aucune rupture ne se développe même si elle est soumise à une perturbation. Il est montré dans Favreau *et al.* (2002) que la faille critique est une homothétie d'une faille dite canonique qui est définie grâce à la relation (3.39)

### 3.1.3 *Le mode dominant*

Comme on l'a évoqué précédemment, il existe des modes propres ondulatoires qui correspondent à des valeurs propres  $\lambda$  imaginaires. Nous avons ignoré ces modes de glissement pour la description de l'initiation pour la raison suivante : ces modes étant ondulatoires, leur amplitude reste finie et constante. Par opposition les modes à valeur propre réelle positive croissent exponentiellement. Ainsi, les modes oscillants peuvent être très rapidement négligés devant les modes de glissement instable.

Par un raisonnement similaire, il est possible de décrire la dynamique de l'initiation en considérant uniquement les modes de glissement croissants associés aux valeurs de  $\lambda$  les plus grandes. En effet, ces modes vont croître plus rapidement que les autres qui deviennent rapidement négligeables. Finalement, c'est la valeur propre maximale du spectre qui permet de décrire en première approximation l'évolution dynamique de l'initiation.

Ainsi par exemple pour la faille infinie, la valeur propre maximale est  $\lambda_0 = \lambda(\vec{k} = 0) = c_s \alpha$ . Donc, le taux de croissance de l'initiation sur une faille infinie est d'autant plus grand que  $\alpha$  est grand. Dans des milieux identiques chargés de la même manière, l'initiation sera donc plus rapide lorsque la friction est décrite par des lois de friction en affaiblissement linéaire dont la pente est plus importante. On comprend ici de manière qualitative comment la pente de la loi de friction influe sur l'évolution dynamique de l'initiation.

Lorsque les failles sont finies ou hétérogènes, le spectre est restreint et les valeurs propres maximales prennent des valeurs inférieures à  $\lambda_0$ . Le fait qu'une faille ait des dimensions finies ou des zones empêchées de glisser (des barrières) conduit donc aussi à une initiation plus lente. On vient ainsi d'isoler

deux paramètres distincts qui ont tous deux un effet sur la dynamique de la phase d'initiation : la valeur de  $\alpha$  et la géométrie de la zone autorisée à glisser sur le plan de faille.

Le processus d'homogénéisation que l'on présente dans le chapitre suivant utilise l'existence de ces deux paramètres : le but est de reproduire la dynamique de rupture d'une faille finie qui comporte des barrières grâce à une loi de friction distribuée uniformément sur la faille. Dans le cas hétérogène, la dynamique de l'initiation est ralentie par la présence de barrières ; dans le cas effectif, une modification de la pente de la loi de friction permet de reproduire le ralentissement dû aux barrières. Cette méthode d'obtention des lois de friction effectives, développée au cours du doctorat, est décrite et justifiée dans le chapitre suivant, qui contient aussi les résultats qu'elle permet d'obtenir. Toutefois, il est nécessaire auparavant de décrire brièvement le principe du code numérique qui a permis de réaliser cette étude.

### **3.2 Description du code numérique utilisé**

Dans ce travail, nous avons utilisé un code de modélisation de rupture dynamique écrit par S.Ma et P.C.Liu et parallélisé par J.Schmedes à l'*Institute of Crystal Studies* de l'université de Santa Barbara, Californie. Nous allons décrire ici succinctement le principe et les possibilités de ce code.

Les équations de l'élastodynamique présentées à la section 1.1 sont utilisées sous leur formes vitesse-contrainte plutôt que déplacement-contrainte. À chaque pas de temps de l'algorithme les valeurs de vitesse et de contrainte aux points de la grille qui discrétise le milieu sont calculées d'après leurs valeurs au pas de temps précédent. Les équations continues sont (1.4) et la dérivée par rapport au temps de (1.5). Dans l'algorithme, une grille décalée est utilisée, selon la méthode introduite par Madariaga *et al.* (1998). Cela signifie que les valeurs des contraintes sont calculées en des points décalés d'un demi pas de grille par rapport aux points où sont calculées les valeurs des vitesses, comme on peut le voir figure 3.2. Les calculs des vitesses et des contraintes sont aussi décalés d'un demi pas de temps.

La loi de Hooke (1.5) dérivée par rapport au temps donne la variation de la contrainte par rapport aux dérivées spatiales de la vitesse, qui sont calculées

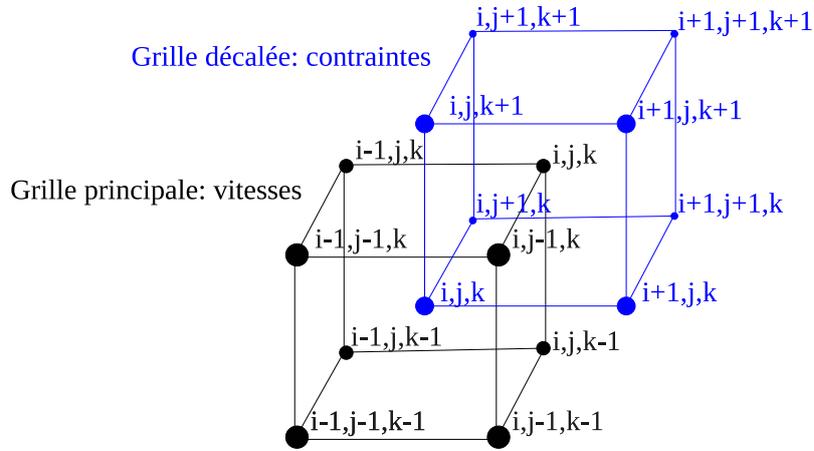


FIG. 3.2: Schéma de grille utilisé pour la modélisation numérique du solide élastique. Le principe de la grille décalée est utilisé : sur les nœuds de la grille principale, ici en noir, on calcule les valeurs de la vitesse à chaque pas de temps et sur les nœuds de la grille décalée, ici en bleu, on calcule les valeurs des contraintes. On voit donc que le nœud  $(i, j, k)$  n'est pas placé exactement au même point de l'espace pour la grille principale et la grille décalée.

en moyennant la dérivée sur le cube. Par exemple pour avoir  $\partial v_x / \partial x$ , on écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial x}(i, j, k) = \frac{1}{dx} \frac{1}{4} \times & [v_x(i, j, k) - v_x(i-1, j, k) \\ & + v_x(i, j-1, k) - v_x(i-1, j-1, k) \\ & + v_x(i, j, k-1) - v_x(i-1, j, k-1) \\ & + v_x(i, j-1, k-1) - v_x(i-1, j-1, k-1)] \end{aligned} \quad (3.40)$$

Les dérivées partielles spatiales des vitesses permettent d'obtenir la nouvelle valeur de la contrainte. Ces valeurs de contrainte permettent de calculer les forces appliquées sur un élément et d'en déduire la variation de la vitesse en utilisant le principe fondamental de la dynamique. Dans le code utilisé, des forces d'atténuation visqueuses sont ajoutées dans le calcul, afin de limiter le bruit numérique et de traiter les bords du modèle. Le modèle peut ainsi avoir des bords absorbants qui évitent des réflexions artificielles d'ondes élastiques. Ce processus numérique est détaillée dans Ma et Liu (2006).

Sur la faille, une loi de friction force-déplacement est implémentée. Au départ, tous les points de la faille sont définis dans un état non-glissant. La

## *Hétérogénéité des failles*

force de cisaillement appliquée sur chaque élément de la faille est calculée d'après les valeurs des contraintes. Si cette valeur dépasse la valeur limite  $N\mu_s dx^2$ , (où  $dx$  est le pas d'espace) le point passe dans un état glissant. Au pas de temps suivant, lorsqu'un point est dans un état glissant, on calcule la distance dont il a glissé grâce à la valeur du glissement au pas précédent et à la valeur de la vitesse de glissement, qui elle est obtenue grâce aux vitesses particulières de part et d'autre de la faille. Une fois ce glissement obtenu, on en déduit la force de friction subie par l'élément contigu à la faille, en suivant la loi de friction qui donne la force en fonction du glissement. Cette force de friction intervient dans le principe fondamental de la dynamique appliqué aux éléments au bord de la faille. Les points de la faille peuvent repasser de l'état glissant à l'état non-glissant si la vitesse de glissement s'annule. Pour qu'ils repassent à nouveau dans un état glissant, la force cisailante qui s'applique sur eux doit alors dépasser non plus la contrainte seuil initialement définie, mais un nouveau seuil, plus bas, qui est la valeur de la contrainte cisailante au moment où le glissement s'est arrêté. Le glissement est réinitialisé à 0 à chaque fois qu'il s'arrête, cependant une mémoire du glissement total est conservée.

Les paramètres d'entrée du code sont : la taille totale de la grille en nombre de points, la longueur du pas de grille, les dimensions de la faille, la durée du pas de temps et le temps total de calcul. La valeur de  $\mu_s$  peut être fixée sur la faille de manière homogène, ou de manière hétérogène par un fichier d'entrée qui détermine sa valeur en chaque point de la faille. Il en est de même pour la valeur de  $D_c$  et pour la valeur de la contrainte de cisaillement initiale sur la faille. En sortie, on récupère en chaque point de la faille le glissement à chaque pas de temps et la contrainte cisailante à chaque pas de temps. Il est également possible de récupérer les valeurs des contraintes et des vitesses sur des plans choisis à l'intérieur du milieu élastique, parallèles ou bien perpendiculaires au plan de faille. Notons que ce code numérique est écrit pour une grille cubique, ce qui oblige à modéliser des failles planes.

Le code numérique a été parallélisé par J.Schmedes, afin de le rendre plus performant. Le principe de cette parallélisation consiste à découper la grille en plusieurs zones. Les calculs concernant chaque zone sont confiés à différents processeurs, qui communiquent entre eux à chaque pas de temps

pour s'échanger les valeurs frontières. Ce principe permet d'obtenir des temps de calculs très raisonnables. Par exemple pour une simulation sur une grille de  $160 \times 640 \times 340 \simeq 35 \times 10^6$  pas d'espaces et de 2500 pas de temps, les simulations durent environ deux heures en utilisant 64 processeurs. Pour utiliser moins de ressources, il est possible de diminuer le nombre de processeurs utilisés en acceptant des temps de calculs plus longs. Cependant, le nombre de processeurs utilisés doit rester suffisamment élevé pour que la quantité d'information à traiter par chaque processeur ne dépasse pas les capacités de la mémoire vive qui lui est associée.



## Chapitre 4

---

Lois de friction effectives pour  
l'homogénéisation des hétérogénéités de petite  
échelle dans la rupture dynamique  
tri-dimensionnelle

---



Le texte de ce chapitre est constitué du texte d'un article en cours de publication au *Journal of Geophysical Research*, intitulé *Effective friction law for small scale fault heterogeneity in 3D dynamic rupture*. Il présente le travail numérique réalisé dans le cadre de cette thèse et propose une discussion des résultats. Nous en donnons ci-dessous un résumé en français, suivi du texte original en anglais.

### **Résumé**

Nous abordons dans ce chapitre le problème de la modélisation numérique des ruptures dynamiques sur des failles hétérogènes à plusieurs échelles. En utilisant des lois de friction en affaiblissement avec le glissement, nous développons une méthode pour construire des lois de friction effectives qui homogénéisent les effets des hétérogénéités de petite échelle lors du processus de rupture. Le procédé d'homogénéisation est basée sur la description de l'initiation de la rupture par le mode spectral dominant. La dynamique de ce mode dominant est contrôlée par la géométrie de la faille, la distribution de la friction statique  $\mu_s$  et la partie en affaiblissement de la loi de friction.

Nous commençons en étudiant un modèle de faille comportant une hétérogénéité périodique à petite échelle. L'hétérogénéité est introduite par le biais de variations spatiales de la résistance au glissement  $\mu_s$ . En utilisant ce modèle, nous développons une méthode qui permet de construire une loi de friction effective. Cette loi de friction effective, lorsqu'elle est appliquée de manière homogène sur l'ensemble d'une faille de même dimensions que la faille hétérogène, permet de reproduire les effets dynamiques de l'hétérogénéité de petite échelle. L'étape suivante de cette étude consiste à utiliser cette loi de friction dans des modèles hétérogènes qui comportent deux échelles d'hétérogénéités. Nous montrons qu'elle est efficace pour reproduire les effets des hétérogénéités à petite échelle dans des modèles à deux échelles. Nous étudions d'abord un modèle à deux échelles où la petite et la grande échelle d'hétérogénéité sont régulières, puis nous introduisons des hétérogénéités irrégulières, d'abord à grande échelle puis à petite et grande échelle. Ensuite, nous montrons que la loi de friction effective peut aussi être utilisée dans des modèles où l'hétérogénéité est introduite par le biais de la

contrainte initiale et non plus par le biais de la résistance au glissement  $\mu_s$ . La dernière étape de cette étude consiste à étudier la phase de propagation de la rupture. Sur des exemples hétérogènes simples, nous montrons qu'en augmentant l'amplitude des hétérogénéités, une transition se produit dans le mode de propagation, entre des ruptures se propageant à des vitesses inférieures à  $c_s$  et des ruptures intersoniques. L'utilisation de la loi de friction effective permet de reproduire cette transition avec une bonne précision.

### ***Abstract***

We address the problem of modelling dynamic rupture on multiscale heterogeneous faults in 3D. Under the assumption of slip-weakening friction, we numerically construct effective friction laws that integrate the effects of small scale heterogeneity during the rupture. This homogenization process is based on the description of the initial phase of the rupture by the dominant unstable spectral mode. Its dynamics is influenced by the geometry of the fault, the static friction heterogeneities and the friction law. We first define a periodic small scale heterogeneous model, introducing heterogeneity in the distribution of the static friction coefficient. We then describe a method for constructing this effective friction law. Applying this new law homogeneously on the fault permits to reproduce the dynamic evolution of the heterogeneous fault. Furthermore, we show that the effective friction law can be used to replace small scale heterogeneities in two-scale heterogeneous models, while preserving their effects. We study three kinds of two-scale models, with growing complexity : first periodic at both scales, then periodic only at small scale, and finally irregular at both scales. This homogenization method can be adapted to the case where the heterogeneity is introduced in the initial stress rather than in the static friction value. Finally, we show in a simple example that the effective friction law permits to reproduce the transition between subshear and supershear rupture propagation, originally produced by heterogeneities on the fault.

## Effective friction law for small scale fault heterogeneity in 3D dynamic rupture <sup>1</sup>

### 4.1 Introduction

Modelling dynamic rupture process is a matter of first importance in seismology in order to understand the physics of earthquakes. Such modelling is usually done by representing the fault as a frictional surface separating two elastic half-spaces. The dynamic evolution is controlled by the friction law imposed at the frictional surface and the initial and boundary conditions. The slip-weakening friction law, introduced by Ida (1972) to avoid stress singularity at the tip of a rupture during its propagation is widely used for its straightforward implementation in numerical models.

The shape of the slip-weakening friction law influences the rupture propagation process (Andrews (1976)) as the area under the weakening part of the curve is directly related to the so-called surface fracture energy, accounting for the non-linear processes of dissipation associated with friction. More recent studies have shown that it also controls the slow fault motion preceding rupture propagation named initiation phase or nucleation process. Campillo et Ionescu (1997) showed for the case of linear slip-weakening law, that the initiation duration is dependent on the slope of the friction law. This result was extended to non-linear slip-dependent friction and finite fault ruptures by Ionescu et Campillo (1999). Dascalu *et al.* (2000) and Voisin *et al.* (2002) found that the stability of the finite fault depends on the slope of the friction law multiplied by its length, and defined a universal constant of stability. This stability analysis was also studied in Uenishi et Rice (2003), and more complex behaviours were obtained for power-law slip-dependent friction laws in Rice et Uenishi (2010).

A complete knowledge of the friction law acting at the fault interface is required to model the dynamic propagation of rupture in a proper way. This knowledge is primarily based on laboratory friction experiments, aimed at deriving the principal frictional parameters (Dieterich (1994); Scholz (1998);

---

<sup>1</sup> S. Latour, M. Campillo, C. Voisin, I.R. Ionescu, J. Schmedes, D. Lavallée (2011) *Journal of Geophysical Research*, 116, B10306.

Marone (1998); Ohnaka et Shen (1999)). Two principal friction laws are derived : the rate and state dependent friction law (Dieterich (1994)) and the slip-dependent friction law (Ohnaka et Shen (1999)). The former defined four main parameters :  $a$  and  $b$  typical of the material ; a characteristic length of a few microns  $d_c$  ; and a state variable  $\theta$ . The slip-dependent friction law defines a static friction coefficient  $\mu_s$ , a dynamic friction coefficient  $\mu_d$  and a slip-weakening distance  $D_c$  also of the order of a few microns according to laboratory experiments. These two constitutive laws both present a characteristic length,  $d_c$  or  $D_c$ , that gives an internal scale to the friction phenomenon and to the nucleation problem. The rate and state friction law is of interest to describe the complete seismic cycle as it permits to introduce the effects of velocity dependency and of surface ageing that modify the friction at large time scale. It gives a good insight on how successive events on the fault affect the nucleation location and evolution (Lapusta et Rice (2003)). Concerning rupture propagation, Bizzarri et Cocco (2003) show that the rate and state law reduces to a slip-weakening law in the weakening part of the fault. In such cases, the parameters describing the slip-weakening law depend on the state of the fault just before the beginning of the event, obtained through the rate and state evolution. Rubin et Ampuero (2005) provide an extensive study of the nucleation on rate and state faults. They show that the stability analysis of fault described by rate and state friction laws tends to the one described by slip-weakening friction law for specific conditions. In particular, the velocity-dependent effects (characterized by  $a$ ) have to be small enough with respect to the term describing the evolution of the state fault (characterized by  $b$ ), and the dimensions of the slipping area have to be constant. In all cases, these laws are empirical and the estimation and meaning of their parameters remains a problem of importance when it comes to use them for seismic modelling. Hence, we limit our analysis to the somehow restrictive but simpler case of pure slip-weakening.

Indeed, the friction parameters can tentatively be inferred from seismic data. Different techniques have been developed. Kinematic modelling based on the inversion of strong ground motion in the near field permits to reconstruct the slip-stress evolution of the fault (Ide et Takeo (1997), Bouchon *et al.* (1998) and references therein, Guatteri et Spudich (2000), Zhang *et al.*

(2003)). Dynamic modelling offered the possibility to model large ruptures in their gross features by tuning the friction parameters, namely  $D_c$  (Day (1982), Peyrat *et al.* (2001), Favreau et Archuleta (2003)). Despite the trade-off between  $D_c$  and the prestress assumed for these computations, large values of  $D_c$  are required to fit to the seismic data and rupture history : from a few centimeters up to a few meters. Direct measurements of  $D_c$  using the correlation between time of breakdown and time of the peak velocity was developed by Mikumo *et al.* (2003); Mikumo et Yagi (2003) and gave values from 40cm up to 1m for the 2000 Tottori earthquake and the 1995 Kobe earthquake.

The friction law parameters measured in laboratory experiments and those deduced from seismological data differ by several orders of magnitude. In particular, the fracture surface energy which should be a constitutive property of the interface is larger by many orders in seismic inversion than in experimental measurements. This difference might find its origin in a number of factors. One of them might be related to the poor spatial resolution of seismology that does not allow to take into account the whole range of heterogeneity on the fault. Heterogeneity is present at all scales on the fault surfaces ( Power *et al.* (1987), Gusev (1992), Mai et Beroza (2002) ,Renard *et al.* (2006), Lavallée (2008), Candela *et al.* (2009), Schmedes *et al.* (2010b) ). However, in numerical modelling based on discrete techniques, the size of heterogeneities that can be introduced is always limited by the step grid size. Aochi et Ide (2004) proposed an algorithm in which the grid step size scales with the size of the rupture, as well as the friction parameter.

In this paper we propose another approach that consists in homogenizing the friction law on faults. The step size is generally around ten to hundred meters : heterogeneities smaller than this are not described by the models. On the other hand, the typical size of samples in laboratory experiments is around a few centimeters : heterogeneities larger than that are not represented. All scales of heterogeneities between these two values, and their dynamical effects during rupture, are thus discarded. They cannot be described by a heterogeneous distribution of friction parameters in dynamic simulation, and they are not included in the friction law measured on laboratory samples.

Friction laws measured on macroscopic samples integrate the effects of

microscopic heterogeneities. In the same way, friction laws deduced from seismology probably integrate the effects of the heterogeneities smaller than the spatial resolution. In this paper, we tackle the problem of integrating small scale heterogeneities into a large scale fault model. The general framework for friction is based on the slip-dependent friction law (Ohnaka et Shen (1999)). The geometrical heterogeneities observed on actual faults are modelled as variations of the static friction coefficient  $\mu_s$ . We investigate how a heterogeneous distribution of the parameters (here mainly the static friction coefficient) describing linear slip-weakening on a fault can be replaced by an uniform distribution of an effective nonlinear friction law. We use the description of the 3D initiation phase into a wave and a dominant part by Favreau *et al.* (2002). We develop a method of homogenization based on a spectral equivalence to construct the effective friction law, in a way inspired by the one proposed for the antiplane 2D rupture by Campillo *et al.* (2001). This effective friction law is aimed at reproducing the principal characteristics of the initiation process, namely the initiation time and the evolution of slip. The effective friction law allows to remove the smallest scale of heterogeneity while keeping its contribution to the rupture dynamics.

The outline of this study is as follows : In Section 2, we develop the heterogeneous and equivalent problems. In Section 3, we present the spectral construction of the effective friction law. In Section 4, we present the comparison between a one scale heterogeneous fault model with the uniform effective fault model. Section 5 presents different applications of the effective friction law to models with two scales of heterogeneity, either regular or irregular in the shape and distribution of heterogeneities. Finally, Section 6 enlarges the discussion, considering the applicability of the effective friction law to describe faults under inhomogeneous initial stress, and to describe rupture propagation of a heterogeneous fault. We also discuss the limits of validity of the homogenization method.

## **4.2 Heterogeneous and Equivalent Problems**

In this section, we briefly describe the physical problem of dynamic rupture and detail further the particularities of the heterogeneous and the effec-

tive problems.

The studied system consists of two elastic half-spaces in contact at a fault plane. The fault  $\Gamma_f$ , limited by unbreakable barriers, is defined as a region of the plane  $z = 0$ , with  $x$  axis as the strike direction and  $y$  axis as the dip direction. The elastic medium is characterised by the Lamé coefficients  $\lambda$  and  $G$  and its density  $\rho$ .

We denote by  $\boldsymbol{\sigma}^\infty$  the in-situ or primary stress tensor, corresponding to the state before the beginning of the slipping event. The total stress is the sum of this tensor and of the elastic over-stress tensor noted  $\boldsymbol{\sigma}$ . The displacement with respect to this primary state is noted  $\vec{u}(t, x, y, z) = (u_x, u_y, u_z)$  and the velocity  $\vec{v}(t, x, y, z) = (v_x, v_y, v_z)$ . With this definitions,  $\boldsymbol{\sigma}$  and  $\vec{u}$  are linked through the elasticity relationship (4.1) and the momentum balance (4.2).

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}(\vec{u}) = \lambda(\text{div } \vec{u})\mathbf{I} + G(\nabla\vec{u} + \nabla^T\vec{u}). \quad (4.1)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma}(\vec{u}) \quad (4.2)$$

(4.1) and (4.2) are valid for  $t > 0$  and for  $(x, y, z)$  outside of the fault  $\Gamma_f$ . The boundary conditions on the fault  $\Gamma_f$  permit to describe the rupture phenomenon. We suppose that the tangential stress  $\boldsymbol{\sigma}_T = (\sigma_{xz}, \sigma_{yz}, 0)$ , the normal displacement  $u_z$  and the normal velocity  $v_z$  are continuous fields across the fault  $\Gamma_f$ , and  $\delta\vec{u} = (\delta u_x, \delta u_y, 0) = \vec{u}(t, x, y, 0+) - \vec{u}(t, x, y, 0-)$  and  $\delta\vec{v} = (\delta v_x, \delta v_y, 0) = \vec{v}(t, x, y, 0+) - \vec{v}(t, x, y, 0-)$  denote the slip (relative tangential displacement) and the slip rate (relative tangential velocity), respectively. Normal stress is continuous across the fault (due to the symmetry of the problem) and the variations of the normal stress vanishes on the fault during the dynamic process, i.e.  $\sigma_{zz} = 0$  (see for example *e.g.* Favreau *et al.* (2002) for details). Following the convention that compressional stresses are negative, we write the normal stress as  $\sigma_{zz}^\infty = -N$ , with  $N > 0$ . Finally, on the fault, the displacement discontinuity  $\delta\vec{u}$  and the stress are related through a slip-dependent friction law which can be generically written as follows :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma}_T(t, x, y, 0) + \boldsymbol{\sigma}_T^\infty = \mu(x, y, |\delta\vec{u}(t, x, y)|)N \frac{\delta\vec{v}}{|\delta\vec{v}|}(t, x, y) & \text{if } |\delta\vec{v}| > 0, \\ |\boldsymbol{\sigma}_T(t, x, y, 0) + \boldsymbol{\sigma}_T^\infty| \leq \mu(x, y, |\delta\vec{u}(t, x, y)|)N & \text{if } |\delta\vec{v}| = 0, \end{cases} \quad (4.3)$$

In (4.3)  $\mu$  is the friction coefficient and depends on the slip modulus  $|\delta\vec{u}|$ . The choice of a friction law dependant on the slip modulus rather than on the slip path has been made for simplicity of the analytical description. This modulus will be noted simply  $\delta u$  in the following. The friction coefficient  $\mu$  also depends on the position  $(x, y)$  on the fault, allowing to describe faults with heterogeneous frictional properties.

We define the specific properties of the heterogeneous fault in terms of a special choice of the friction coefficient, denoted with  $\mu^h(x, y, \delta u)$  (super-script  $h$  will be used for all the values related to the heterogeneous model). The heterogeneity is introduced on the model by a spatial variation of the friction coefficient  $\mu^h(x, y, \delta u)$ , while the initial stress is homogeneous in every case (except for the model in section 4.6.1). In general, on each point of the heterogeneous fault, the friction is described by a linear slip-weakening behaviour, characterized by a static friction coefficient  $\mu_s(x, y)$ , a dynamic friction coefficient  $\mu_d(x, y)$  and a critical slip  $D_c(x, y)$ . In this paper we will further assume that  $\mu_d$  and  $D_c$  are constant on the fault, and that  $\mu_s$  is variable. An example of heterogeneous fault is described in Figure 4.1A and B. Barriers of strong resistance are arranged on the fault, forming a surface  $\Gamma_f^s$  where the static coefficient  $\mu_s^s$  is high. The other part of the fault,  $\Gamma_f^w$ , presents a weaker static coefficient denoted  $\mu_s^w$ . The difference  $\delta\mu_s = \mu_s^s - \mu_s^w$  is positive. This is summarized by (4.4) :

$$\mu^h(x, y, \delta u) = \begin{cases} \mu_s^s - \frac{\mu_s^s - \mu_d}{D_c} \delta u & \text{if } \delta u \leq D_c, (x, y) \in \Gamma_f^s, \\ \mu_s^w - \frac{\mu_s^w - \mu_d}{D_c} \delta u & \text{if } \delta u \leq D_c, (x, y) \in \Gamma_f^w, \\ \mu_d & \text{if } \delta u > D_c \end{cases} \quad (4.4)$$

Concerning the effective problem (denoted by superscript  $e$ ), we impose

that the friction is described by the same slip dependency everywhere on the fault. This can be written :

$$\mu^e(x, y, \delta u) = \mu^e(\delta u) \quad (4.5)$$

As a counterpart, we do not impose linearity with respect to  $\delta u$  for the weakening part of  $\mu^e(\delta u)$ . The very problem addressed in this article is how to design the effective friction law  $\mu^e(\delta u)$ , such that the displacement field  $\vec{u}^e(t, x, y, z)$  produced by the effective model during the initiation stage of a slipping event is comparable to the displacement field  $\vec{u}^h(t, x, y, z)$  produced by a fault with heterogeneous friction properties described by  $\mu^h(x, y, \delta u)$ .

To complete the description of these dynamic problems, we have to specify in detail the chosen initial conditions. The initial displacement and velocity fields  $\vec{u}_0$  and  $\vec{v}_0$  are defined as :

$$\vec{u}(0, x, y, z) = \vec{u}_0(x, y, z), \quad \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}(0, x, y, z) = \vec{v}_0(x, y, z). \quad (4.6)$$

Concerning the initial shear stress, we use the assumption that  $\boldsymbol{\sigma}_T^\infty = N\mu_s^w \hat{\boldsymbol{x}}$ . This physically means that the whole weak part  $\Gamma_f^w$  of the heterogeneous fault is at its threshold stress level. This initial state, somewhat unrealistic for the description of a fault before a rupture event, is very convenient to study the initiation stage of the rupture since it defines a metastable state where the slightest perturbations (here  $\vec{u}_0$  and  $\vec{v}_0$ ) lead to the beginning of slip. Moreover, the analytical solution of such a problem for an infinite homogeneous fault has been computed by Favreau *et al.* (2002), and our homogenization method rely on an extrapolation of their results for finite and heterogeneous faults. The analysis of 2D-nucleation problems using such an hypothesis on the initial stress has been made in Campillo et Ionescu (1997), Favreau *et al.* (1999), and Dascalu *et al.* (2000). It should be noted that the eigenvalue problem describing the evolution of the slip during the nucleation stage and the ensuing results regarding a critical nucleation length are identical to the results discussed in Uenishi et Rice (2003). However the settings adopted in Uenishi et Rice (2003) are different since in this paper the fault experiences a non-uniform peaked initial shear-stress added to a constant loading. The identical results obtained in Dascalu *et al.* (2000) and Uenishi

et Rice (2003) show that despite the difference of the initial conditions, the initiation problem is robustly described by the eigenvalue analysis, suggesting that the results can be generalized to more realistic initial situations. In the discussion, we also consider some slightly different models, with heterogeneity introduced in the initial shear stress rather than in  $\mu_s$  (section 4.6.1) or with initial stress lower than the yield stress (section 4.6.2)

### 4.3 Spectral Construction of the Effective Friction Law

Let us describe here the homogenization technique used to find the effective friction law described in the previous section. We shall use the "spectral equivalence method", introduced in Campillo *et al.* (2001) in the anti-plane 2D case. As will be shown, the use of a new methodology was necessary to adapt this technique from 2D problem to 3D problems.

The spectral analysis is based on a linearization of the dynamic frictional problem (4.2),(4.3) and (4.6). To describe the evolution of the system from a given position, we rely on a tangent linearized problem. The eigenvalue problem associated reads : find the early initiation eigenfunction  $\vec{\Phi}$  and eigenvalue  $\lambda^2$  such that<sup>2</sup>

$$\vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma}(\vec{\Phi}) = \lambda^2 \rho \vec{\Phi}, \quad \text{for } (x, y, z) \notin \Gamma_f, \quad (4.7)$$

$$\begin{cases} \Phi_z(x, y, 0+) = \Phi_z(x, y, 0-) \\ \boldsymbol{\sigma}_T(\vec{\Phi})(x, y, 0+) = \boldsymbol{\sigma}_T(\vec{\Phi})(x, y, 0-) \end{cases}, \quad \text{for } (x, y, 0) \in \Gamma_f, \quad (4.8)$$

$$\begin{cases} \sigma_{zz}(\vec{\Phi})(x, y, 0) = 0 \\ \boldsymbol{\sigma}_T(\vec{\Phi})(x, y, 0) = N \frac{\partial \mu}{\partial \delta u} \delta \vec{\Phi}(x, y, 0) \end{cases}, \quad \text{for } (x, y, 0) \in \Gamma_f. \quad (4.9)$$

where  $\delta \vec{\Phi}(x, y, 0) = \vec{\Phi}(x, y, 0+) - \vec{\Phi}(x, y, 0-)$ . The displacement can be generically written in its spectral expansion as :

---

<sup>2</sup> Attention ici à faire la différence entre les notations proches  $\phi_n$  utilisé dans le chapitre précédent et  $\vec{\Phi}_n$ . Le premier note le potentiel scalaire de la  $n^{\text{ème}}$  fonction propre. Le second note le déplacement de la  $n^{\text{ème}}$  fonction propre.

$$\vec{u}(t, x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} [\cosh(t\lambda_n)U_0^n + \frac{\sinh(t\lambda_n)}{\lambda_n}V_0^n]\vec{\Phi}_n(x, y, z), \quad (4.10)$$

where  $\lambda_0^2 > \lambda_1^2 > \dots$  are the eigenvalues (which satisfy the conditions that  $\lambda_n^2$  are real and  $\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_n^2 = -\infty$ ),  $\vec{\Phi}_n$  are the corresponding eigenfunctions and  $U_0^n, V_0^n$  are the projections of the initial perturbation  $\vec{u}_0, \vec{v}_0$  on the eigenfunctions base. If the spectrum is continuous then the above sum has to be replaced by an integral.

The initiation develops according to a finite set of eigenfunctions associated with positive eigenvalues that govern the exponential evolution of the instability. The process evolution is dominated by the greatest positive eigenvalue  $\lambda_0^2$ . Indeed, after a period of time the term which involves  $\exp(t\lambda_0)$  completely dominates over all other terms in the series, hence we can write :

$$\vec{u}(t, x, y, z) \approx [U_0^0 + \frac{V_0^0}{\lambda_0}] \exp(t\lambda_0)\vec{\Phi}_0(x, y, z). \quad (4.11)$$

Indeed we shall define the effective friction as the slip-dependent function which generates the same first positive eigenvalue as the one associated with the heterogeneous problem. To be more precise let us denote by  $\lambda_0^h$  the first eigenvalue associated to the heterogeneous fault (i.e. we consider  $\mu = \mu^h$  in (4.9)) and by  $\lambda_0^e$  the first eigenvalue associated to the effective fault (i.e. we consider  $\mu = \mu^e$  in (4.9)). Then the principle of spectral equivalence, reads

$$\lambda_0^h = \lambda_0^e. \quad (4.12)$$

As it follows from Favreau *et al.* (2002) we can compute the  $\lambda_0^h$  from the dynamic numerical simulations. For this we make use of the slipping velocity  $\delta v_x^h$  of the heterogeneous problem in the center of the initiation patch to get from (4.11)

$$\lambda_0^h = \frac{d(\ln(\delta v_x^h))}{dt}. \quad (4.13)$$

This technique of measure of the eigenvalue differs of the one proposed in 2D by Campillo *et al.* (2001) in which the eigenvalue was deduced from deformation in the bulk. In two dimensions, the rate of the exponential decrease

of the displacement in the bulk can be directly related to the maximum positive eigenvalue. In three dimensional initiation, this process of inversion is impossible due to the mix of in-plane and anti-plane modes presenting different rates of decrease in the bulk, and we need to use the local measurement (4.13) on the fault. We denote the characteristic wave number  $\alpha$  as :

$$\alpha = -\frac{N}{G} \frac{\partial \mu}{\partial \delta u}. \quad (4.14)$$

For the homogeneous infinite fault, the first eigenvalue  $\lambda_0$  is equal to  $c_s \alpha$ . In the case of finite faults,  $1/\alpha$  defines a characteristic critical length, under which the fault is stable (no positive eigenvalue), and beyond which it becomes unstable (existence of positive eigenvalues). For an unstable finite fault, the maximum positive eigenvalue  $\lambda_0$  is smaller than  $c_s \alpha$  and is dependent on the shape and on the dimension of the fault. This dependency will be introduced through a factor  $F_\Gamma$ , characteristic of the fault, defined as :

$$F_\Gamma = \frac{\lambda_0}{c_s \alpha}. \quad (4.15)$$

If we use the above formula for the effective fault then one can deduce the effective slip rate from the spectral equivalence principle

$$\frac{\partial \mu^e}{\partial \delta u} = -\frac{\lambda_0^h G}{F_{\Gamma^e} N c_s}. \quad (4.16)$$

Thus, to determine the slope of the effective friction law, we need the factor  $F_{\Gamma^e}$  of the effective fault and the maximum positive eigenvalue  $\lambda_0^h$  of the heterogeneous fault.  $\lambda_0^h$  is measured through (4.13). Since it is very difficult to directly compute the shape-scaling factor  $F_{\Gamma^e}$  for the effective fault we shall use the dynamic computation of an auxiliary problem, called the 'linear uniform problem', to measure it. The most convenient way to construct the linear uniform fault (denoted by the upper script  $^{lu}$ ) is to consider a linear slip-weakening law which has the same weakening rate  $\alpha^{lu}$  at any point on the fault. The shape and size of the fault of the linear uniform problem are the same that in the effective problem. They are thus described by the same parameter  $F_\Gamma$ . The weakening rate  $\alpha^{lu}$  is chosen equal to the weakening rate on the weak part  $\Gamma_f^w$  of the heterogeneous fault. We then may

perform a dynamic computation with the same initial perturbation as for the heterogeneous problem to get  $c_s F_\Gamma^e = \lambda_0^{lu} / \alpha^{lu}$ . The first eigenvalue  $\lambda_0^{lu}$  of the linear homogeneous fault can be computed dynamically through a formula similar to (4.13). This process for determining the shape-scaling factor  $F_\Gamma^e$  can be used only for dynamic problems far enough of the limit of stability, because the simple dependency on  $\alpha$  of  $F_\Gamma$  expressed by 4.15 loses its validity near the stability. This question will be further detailed in section 4.4.2.

Finally, we obtain the slip derivative of the effective friction coefficient :

$$\frac{\partial \mu^e}{\partial \delta u} = \frac{\alpha^{lu} G}{N} \frac{d(\ln(\delta v_x^h))}{d(\ln(\delta v_x^{lu}))} = \frac{\lambda_0^h}{\lambda_0^{lu}} \frac{\partial \mu^{lu}}{\partial \delta u}. \quad (4.17)$$

## 4.4 One Scale Heterogeneous Fault

### 4.4.1 Numerical Model

We use a finite-element code with rectangular grid on which elastodynamics is implemented. The code was developed by Ma et Liu (2006) and Schmedes *et al.* (2010b). The boundary conditions of the 3 dimensional, plane-parallel model we use are as follows :

1. on the top side : free surface
2. on bottom, right, and left sides : absorbing conditions (PML)
3. on the fault plane ( $z=0$ ) : a rectangular zone bounded by unbreakable barriers defines the actual fault on which the slip-weakening friction law is implemented independently on each point of the fault.

The parameters used for numerical modelling are summarized in Table 4.1. The friction law  $\mu(x, y, \delta u)$  depends on the model and will be described more precisely for each of them individually. Except for the model of section 4.6.1, the normal stress is set constant on the fault and corresponds to the pressure at 5 km depth. The fault dimensions have to be larger than the critical initiation size which depends on the frictional properties of the fault. We used a 6km×3km fault that fulfil this condition for all the models we study, and gives a reasonable time and size of computation.

Finally, the initial conditions are as follows : a null displacement everywhere and a given shear stress on the fault  $N\mu_s^w$ , which correspond to

parameter	name	value
<i>density</i>	$\rho$	3000 kg.m <sup>-3</sup>
<i>shear wave speed</i>	$c_s$	3000 m.s <sup>-1</sup>
	$\eta = c_p/c_s$	$\sqrt{3}$
<i>spatial grid step</i>	$dx$	10 m
<i>time step</i>	$dt$	$1.4 \times 10^{-3}$ s

TAB. 4.1: Parameters used in the numerical models. The frictional properties are detailed separately for each model.

the threshold stress of the weakest part of the fault. To initiate the slip, a small gaussian-shaped perturbation of shear stress is added on a zone of 100m  $\times$  100m at the center of the fault.

#### 4.4.2 The Effective Law

In this section we construct the effective friction law corresponding to the heterogeneity presented in Figure 4.1. It consists of an even distribution of squared barriers ( $\mu_s^s = 0.82$ ) of size 40  $\times$  40 m separated from their neighbours by a distance of 120 m. The value of the static friction coefficient on the weak area is  $\mu_s^w = 0.80$ . The linear uniform problem (denoted with superscript *lu*) needed to construct the effective friction law is presented in Figure 4.1. On this model  $\mu_s^{lu}$  is constant on the fault and set to 0.80. (4.17) gives the slope of the effective friction law provided that the values of  $\lambda_0^h$  and  $\lambda_0^{lu}$  are known. These values are obtained numerically. Rupture models are computed for the heterogeneous model and for the auxiliary (linear uniform) model. The slip  $\delta u(t)$  is evaluated at the center of the fault. For a given model, we measure  $\lambda_0$  from  $\delta v$ , the slipping velocity at the onset of the instability using (4.13).

The measurement is taken at the center of the fault where the small initial perturbation is applied. Although local, this measure provides information about a wide zone of the fault around it due to the spatial extent of the eigenfunction (Favreau *et al.* (2002)), hence it is possible to use it in an homogenization process. The measure is shown in Figure 4.2, as well as the ratio  $\lambda^h/\lambda^{lu}$ .

Since the barriers prevent the fault to slip as fast as it could if it was homogeneous, the ratio of the eigenvalues  $\lambda^h/\lambda^{lu}$  is smaller than 1 for small

values of  $\delta u$ . The breaking of the barriers is associated with a sudden change in the linearized problem, leading to an increase of the eigenvalue : when the barriers break, the initiation has more area on the fault to develop, and thus grows more quickly. Figure 4.2 shows a clear example of this effect at  $\ln(\delta u) \approx -5.5$ . The ratio  $\lambda_0^h/\lambda_0^{lu}$  increases drastically, by jumps corresponding to successive barriers breaking and eventually reaches a value close to 1 when the effects of the edges of the fault become predominant.

The validity of the estimation of  $F_F^e$  through the use of an intermediate homogeneous fault was verified a posteriori. We evaluated  $\lambda_0$  on a series of homogeneous fault of same dimensions with variable  $D_c$  to explore a range of value of  $\alpha$ . The curve of  $\lambda_0$  as a function of  $\alpha$  can be compared to the linear relation corresponding to (4.15), with the value of  $F_F^e$  extracted from the linear uniform model of the Figure 4.1 (see Figure 4.3). The values of  $\lambda_0$  de-

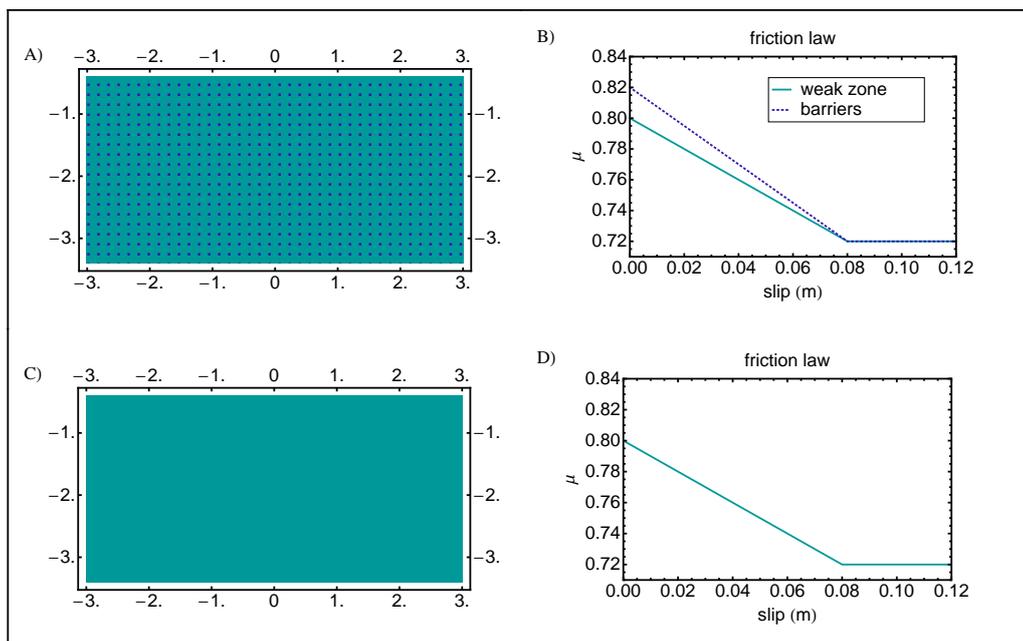


FIG. 4.1: The heterogeneous model of fault (A,B), and the linear uniform model (C,D). On the left are maps of  $\mu_s$  (A,C) and on the right the friction laws (B,D) corresponding to the mapped zone (lengths are given in km on the maps). On the homogeneous fault, the friction law is the same everywhere on the fault ( $\mu_s = 0.80$ ,  $\mu_d = 0.72$ ,  $D_c = 0.08$  m). On the heterogeneous fault, a distribution of more resistant barriers ( $\mu_s = 0.82$ ) is added. The effective friction law is aimed to reproduce the dynamical effects of this distribution of small barriers on an homogeneous fault.

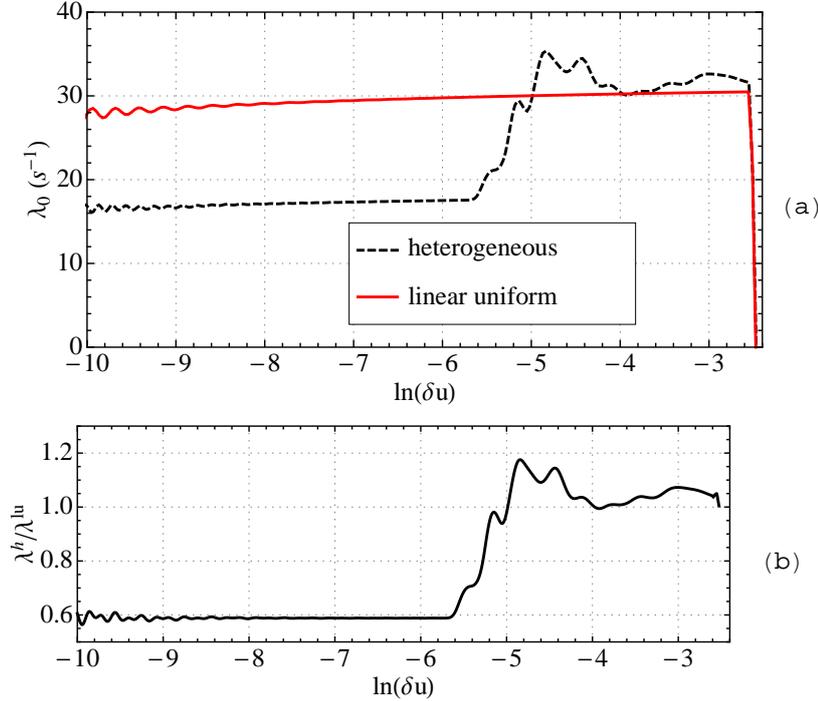


FIG. 4.2: (a) Dominant eigenvalue  $\lambda_0$  as a function of slip logarithm for heterogeneous and linear uniform models and their ratio (b). On the linear uniform model,  $\lambda_0$  is nearly constant, to a value slightly smaller than  $c_s \alpha^{lu} = 32.7 \text{ s}^{-1}$  due to the finiteness of the fault. On the heterogeneous model, the slip begins with a small value of  $\lambda_0$  ( $\approx 17.5 \text{ s}^{-1}$ ), due to the spatial restriction imposed by the barriers. When the barriers break, initiation finds suddenly more area on the fault to develop and grows up faster. Oscillation of the curve during the growth corresponds to successive breaking of barriers zones located further and further away from the the initiation point. The slight growth of  $\lambda_0$  for both cases is due to a mode mixing in the early stage of initiation. This growth disappear when considering the ratio, which proves that the ratio is controlled by the geometry of the heterogeneity distribution. The eigenvalues drops suddenly when  $\ln(\delta u) \approx -2.5$ , that is when  $\delta u = D_c$ , because the initiation is finished and the slip is no more described by an exponential evolution. (The oscillations of the eigenvalues measure for very small values of the slip ( $\ln(\delta u) = -10$ ) are due to numeric oscillations).

viates from the linear approximation for small values of  $\alpha$ , because the model is close to stability. They also diverge from the linear approximation for large values of  $\alpha$ . This behaviour, which is unexpected for the maximum eigenvalue  $\lambda_0$ , can be explained by the measurement method of the eigenvalue. As the initiation process is very rapid for large values of  $\alpha$ , the mode with maximum eigenvalue does not have time to become completely dominant and is mixed with modes of lower eigenvalues, which results in an underestimation of  $\lambda_0$ .

Despite this, on a large range of  $\alpha$ , the error on  $\lambda_0$  is less than few percents. Provided that the eigenvalue measured for the heterogeneous model is in this domain, the method can reasonably be applied.

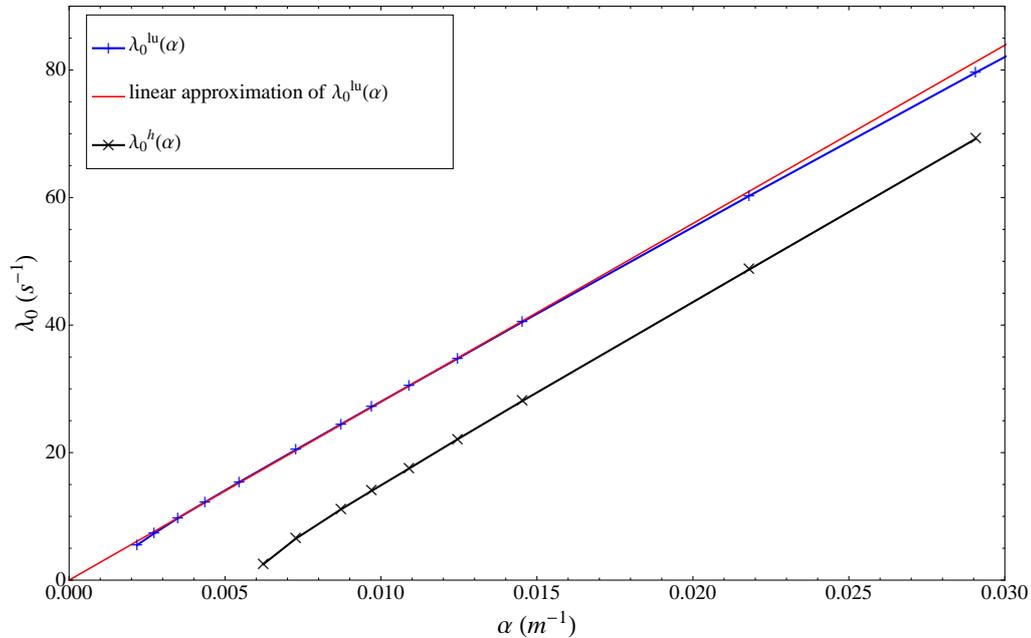


FIG. 4.3: Variation of eigenvalue  $\lambda_0$  as a function of  $\alpha$ , for the linear uniform model (+) and the heterogeneous model ( $\times$ ). For the heterogeneous model, the abscissa is the value of  $\alpha$  in the weak part of the fault and the measured eigenvalue is the maximum value reached before breaking of the barriers. Red line (continuous) is the linear approximation of  $\lambda_0^{lu}$  corresponding to (4.15), with  $F_\Gamma$  obtained by the measurement on the auxiliary linear uniform model described in text and Figure 4.1, at  $\alpha = 0.011 \text{ m}^{-1}$ . This value of  $\alpha$  corresponds also to the weak zone of the heterogeneous model of Figure 4.1. The eigenvalue describing the evolution of this heterogeneous model is  $17.5 \text{ s}^{-1}$ , which corresponds to a range of  $\lambda$  where the linear approximation of  $\lambda_0^{lu}(\alpha)$  is good.

Inserting the slip-dependant ratio  $\lambda_0^h/\lambda_0^{lu}$  in (4.17), gives the derivative of the effective friction law with respect to the slip  $\delta u$ . The effective friction law obtained after integration is presented in Figure 4.4. The value of  $\mu_s^e$  is chosen to be 0.80 that is, the smaller one of the heterogeneous model  $\mu_s^w$ . This makes sense because the slip effectively begins when the weaker zones begin to slip.  $\mu_d^e$  is kept at 0.72 : the weakening part of the effective law is stopped when  $\mu^e(\delta u) = \mu_d$  or linearly extended until  $\mu^e(\delta u) = \mu_d$ . The two stages (before and after barriers breaking) of the heterogeneous initiation can be seen in the friction law. The initial slope of the effective friction law is

smaller than the slope of the initial linear slip-weakening law. This accounts for the delay due to the barriers. The breaking of the barriers and subsequent acceleration of the initiation process correspond to the kink of the law and its steeper slope afterwards.

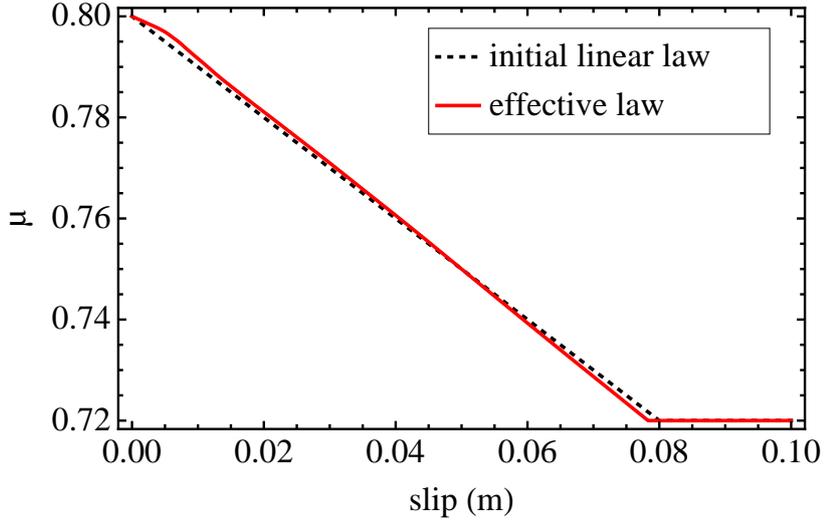


FIG. 4.4: The effective friction law (plain curve) constructed to account for small scale heterogeneities of the heterogeneous model. Compared to initial linear slip-weakening friction-law (dashed curve), the initial slope is smaller (slower initiation), until breaking of the barrier leads to a kink and a steeper curve corresponding to the acceleration of the initiation process.

#### 4.4.3 Efficiency of the Effective Friction Law

Here we study the efficiency of the effective friction law to reproduce the effects of heterogeneity on the rupture dynamics. To do so, we compare the full heterogeneous dynamic model with the uniform equivalent dynamic model fitted with the effective friction law.

Figure 4.5 presents the slip velocity history for three models : homogeneous linear ; heterogeneous ; effective. Their evolutions are very similar, despite some differences. For the homogeneous case, the initiation time, defined by the duration between the time of perturbation ( $t = 0$ ) and the instant when one point of the fault reaches  $D_c$  is approximately 0.47s. For the heterogeneous model, the initiation time is close to 0.75s : this supplementary

delay is due to the presence of barriers. The effective model has no barriers in it. Nonetheless, the initiation time is also very close to 0.75s, and the slip velocity history is very close to the heterogeneous case. Figure 4.6 represents the slip patterns of the heterogeneous and of the effective models. The effective model slip pattern closely matches the envelope of the heterogeneous slip pattern. On this basis, we validate the effective friction model in its ability to include the effects of heterogeneity into the rupture dynamics.

It is interesting to note that even when a large set of points on the fault have slipped of values larger than  $D_c$ , the effective law is still efficient to reproduce the evolution of the slip. This suggests that even though this law has been constructed from considerations related to the initiation phase, it seems to be still applicable after this phase is finished, at the beginning of rupture propagation. A more detailed discussion about the propagation stage can be found in section 4.6.2.

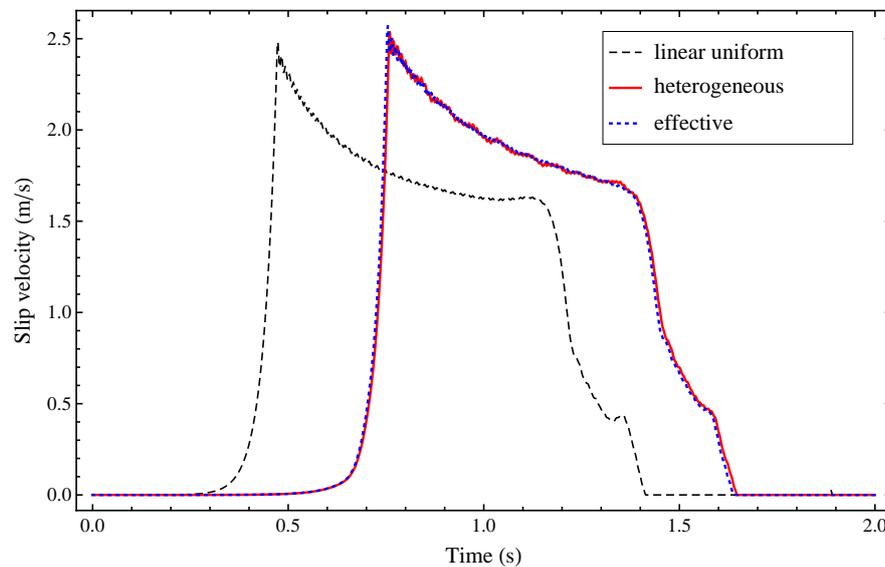


FIG. 4.5: Slip velocity on the center of the fault for the uniform linear, heterogeneous and effective model. The effective friction law permits to reproduce the delay of initiation due to heterogeneity and the shape of the velocity history after the weakening phase with very good agreement.

Slip (mm) along the fault, 80 m above middle depth

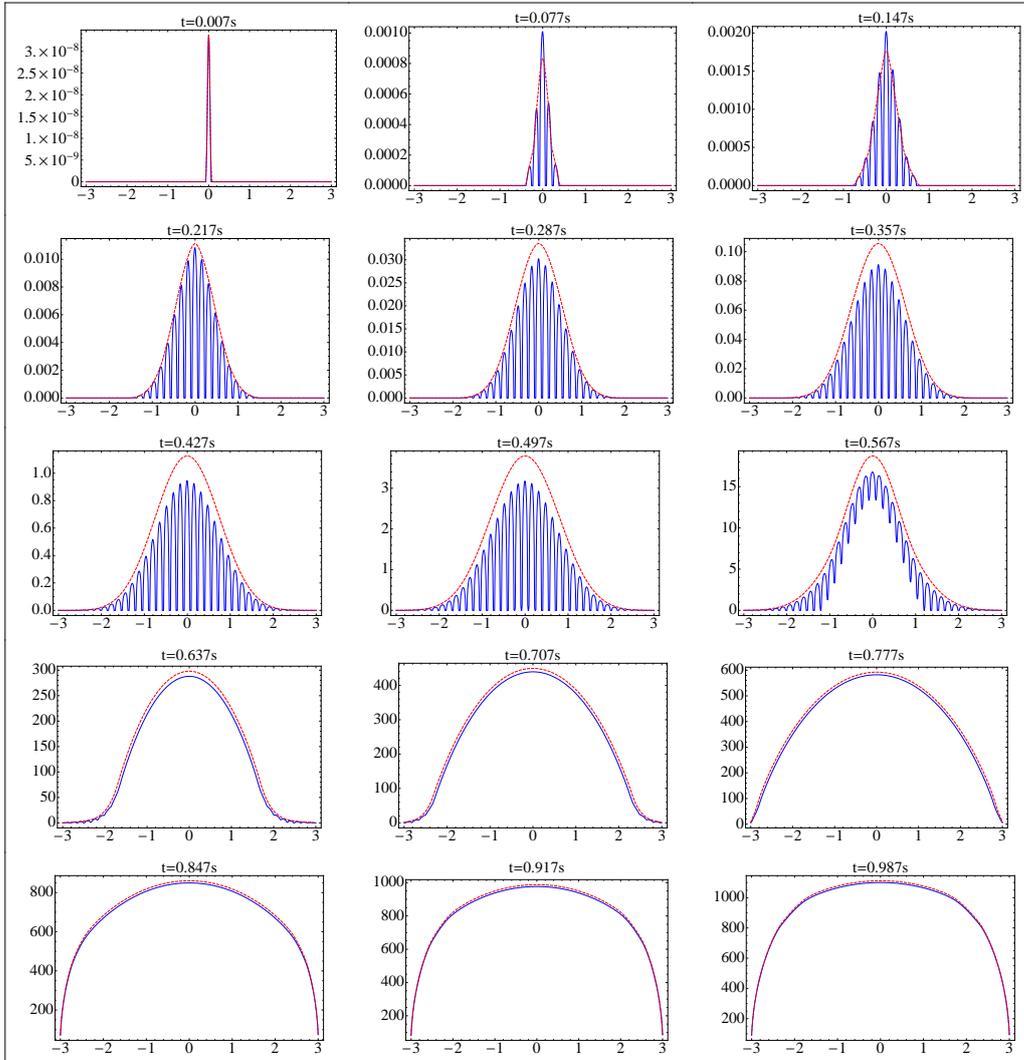


FIG. 4.6: Slip profiles on the fault on a horizontal line, for the heterogeneous model (plain line) and the effective model (dashed line) at different times during the rupture process. Slip of the effective model reproduces well the envelope of the slip of the heterogeneous model. Note at  $t = 0.847$  s for example, the major part of the fault presents a slip larger than  $D_c = 80$  mm, thus is no more described by the weakening part of the friction law. However, the effective friction law permits to reproduce also the behaviour of this part of the fault.

## 4.5 Two-Scale Heterogeneous Faults

### 4.5.1 Regular Heterogeneity at Both Scales

The effective friction law, applied on the homogeneous fault, is well suited to reproduce the effects of one scale heterogeneity in a homogeneous model. However, as the modelling of the corresponding heterogeneous fault was necessary to construct it, there is not any gain of information or any numerical cost economy. The real gain comes out of integration of the effective friction law into more complex and realistic fault models, comprising several scales of heterogeneity.

The first model we study presents two scales of heterogeneity : the small scale heterogeneity is the same as previously (even distribution of small squares) ; the large scale heterogeneity is an even distribution of large squares (see Figure 4.7). The increase of  $\mu_s$  due to large barriers is set three times larger than the increase of  $\mu_s$  due to the small barriers.

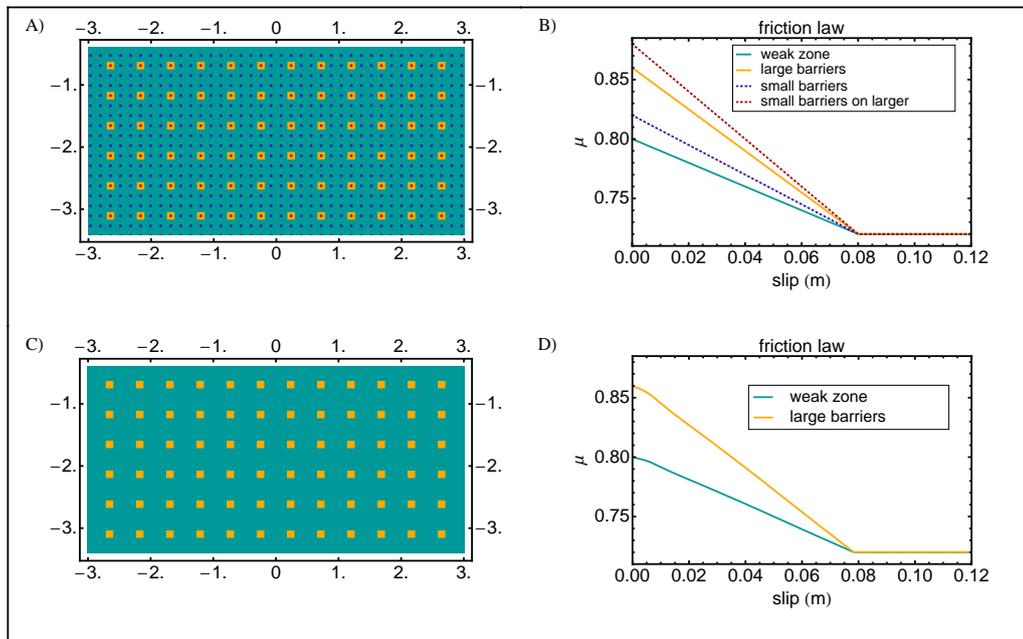


FIG. 4.7: A model with two-scale heterogeneity (A) and its corresponding effective model (C) : the small scale heterogeneity is removed and replaced by the effective friction law (D). Slip evolution on these two models can be seen Figure 4.8.

We compare it to its effective model in which the small scale heterogeneity is removed and replaced by the use of the effective friction law.

The construction of the effective model requires a special treatment for the points located at the large scale barriers. Because of the superposition of both scales, four different levels of  $\mu_s$  are possible (Figure 4.7A and B). Large barriers remain in the effective model while the small variation of  $\mu_s$  due to small barriers is suppressed. There are thus two different zones in the effective model : the weak zone and the large barriers. In the weak zone, we apply directly the effective friction law computed before. To apply the effective law on large barriers, the weakening part is dilated vertically so that the static threshold  $\mu_s$  reaches the value corresponding to the basic level of the large barriers in the complete model (see Figure 4.7D).

The slip evolution of these two models (two-scale and effective) is displayed in Figure 4.8. The area and shape of the slipping zone at each time is well reproduced by the effective model, as well as the acceleration of the process due to the small barriers breaking, which occurs at the same time (around  $t = 910\text{ms}$ ). The comparison of these two models (Figure 4.8) reveals that the effective law is still efficient to reproduce the dynamics of the rupture process in the case of a two-scale models.

#### *4.5.2 Uneven Distribution of the Large Scale Heterogeneity*

By itself, the even distribution considered above is of limited interest for the earthquake modelling. Large-scale heterogeneity produces the complexity of rupture propagation revealed by kinematic inversions, with zones of rapid rupture development and zones where the rupture is blocked or delayed. We therefore build a model in which a large scale 'deterministic' heterogeneity is present. As a first step we keep the small scale heterogeneity represented by a regular even distribution of barriers. We compare the evolution of this model with an effective one in which the small scale heterogeneity is replaced by the use of the effective law. Models are presented in Figure 4.9, and evolution of slip is shown in Figure 4.10.

The shape and size of the slipping zone are comparable throughout the entire duration of the initiation process. When the small scale barriers break

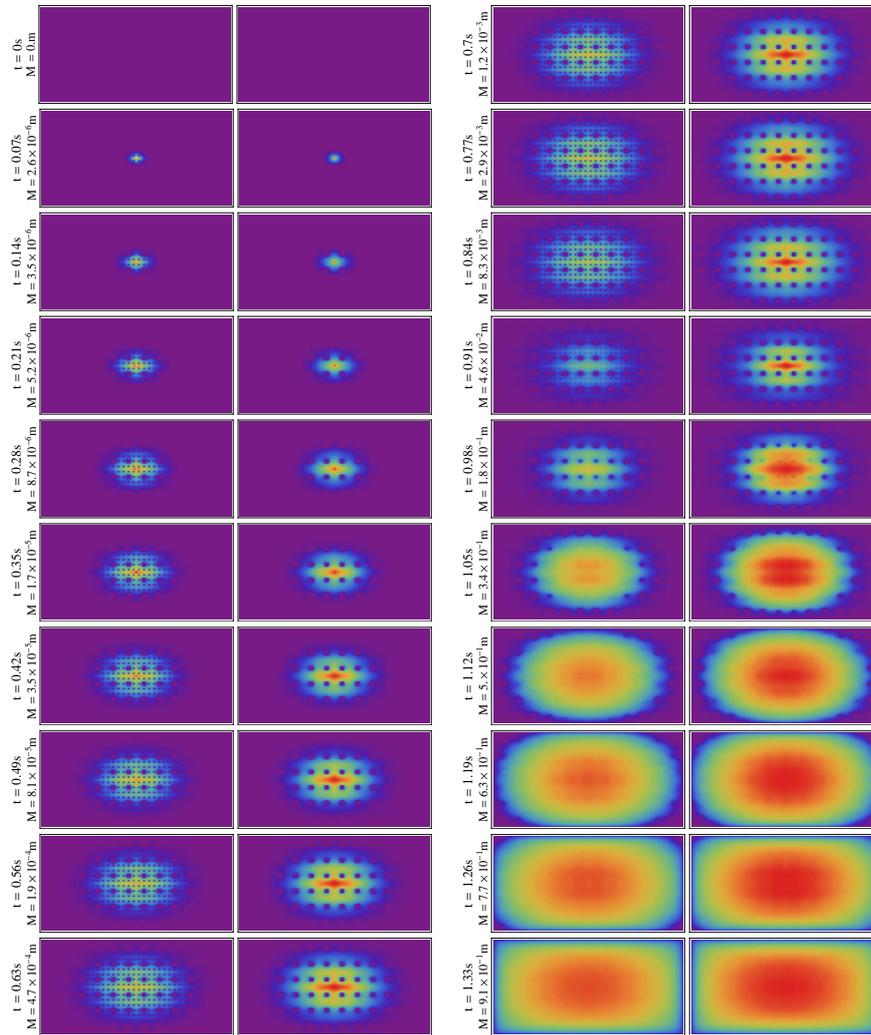


FIG. 4.8: Slip on the fault, for the two-scale model (left) and the effective model (right) at different times during the rupture process. Color scale changes at each time and goes from 0 to the maximum slip of the effective model  $M$  indicated at each time. Slip of the effective model reproduces well the dynamics of the slip of the heterogeneous model. At the beginning of slip, the slipping zone grows at the same velocity, and when the small barriers break and the process accelerates, the acceleration also occurs on the effective model. The moment accelerations, that can be related to the far field ground velocity, are shown in auxiliary material.

(starting at  $t=0.91\text{s}$ ), the process accelerates inducing the erosion of the larger barriers. The dynamics of the breaking of the large barriers is well reproduced by the effective model.

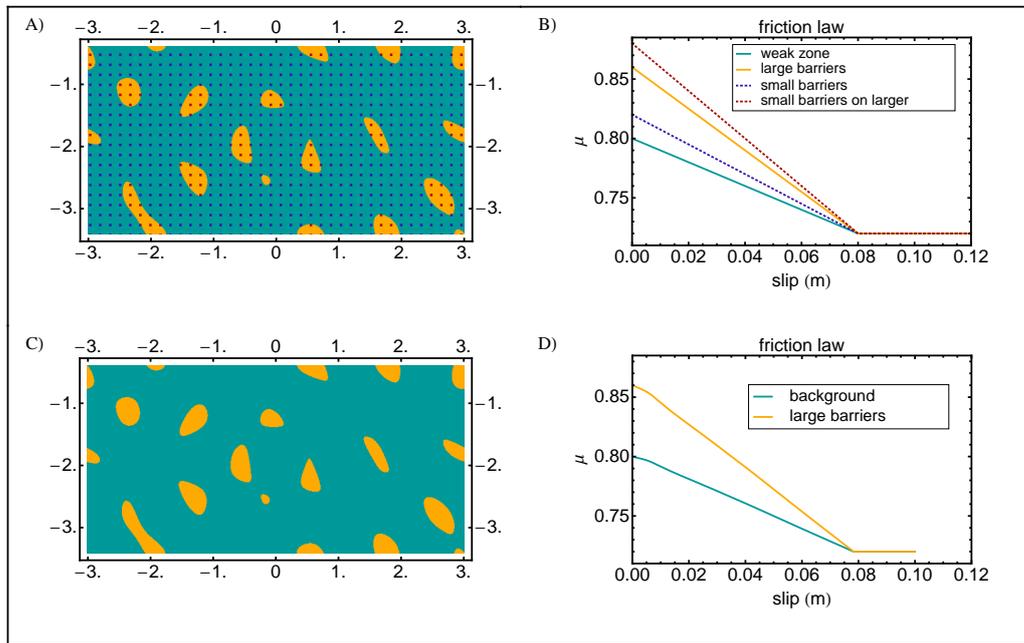


FIG. 4.9: A model with two-scale heterogeneity (A), non regular at large scale, regular at small scale, and its effective model (C) : small scale heterogeneity is removed and replaced by the effective friction law (D). Slip evolution of these two models can be seen in Figure 4.10.

#### 4.5.3 Uneven Distributions at Both Scales of Heterogeneity

To understand the effect of an irregular distribution of heterogeneity at small scale, we test the homogenization method on a fault with two scales of heterogeneity, non periodic at both scales (see Figure 4.11). This small scale heterogeneity is composed of irregular barriers, whose mean properties (size, density) are constant over the fault. The effective friction law for this distribution of small scale heterogeneity was computed following the procedure given in Section 3. It was applied to the fault with the large scale heterogeneity to construct the effective model. The slip evolutions of the heterogeneous and effective model are represented in Figure 4.12.

The main features of the slip history are generally well reproduced by the effective model. In particular the history of the large barriers breaking, which can eventually influence seismic motion is very similar in the real and the effective model. We can notice that the resemblance is not as good here as in

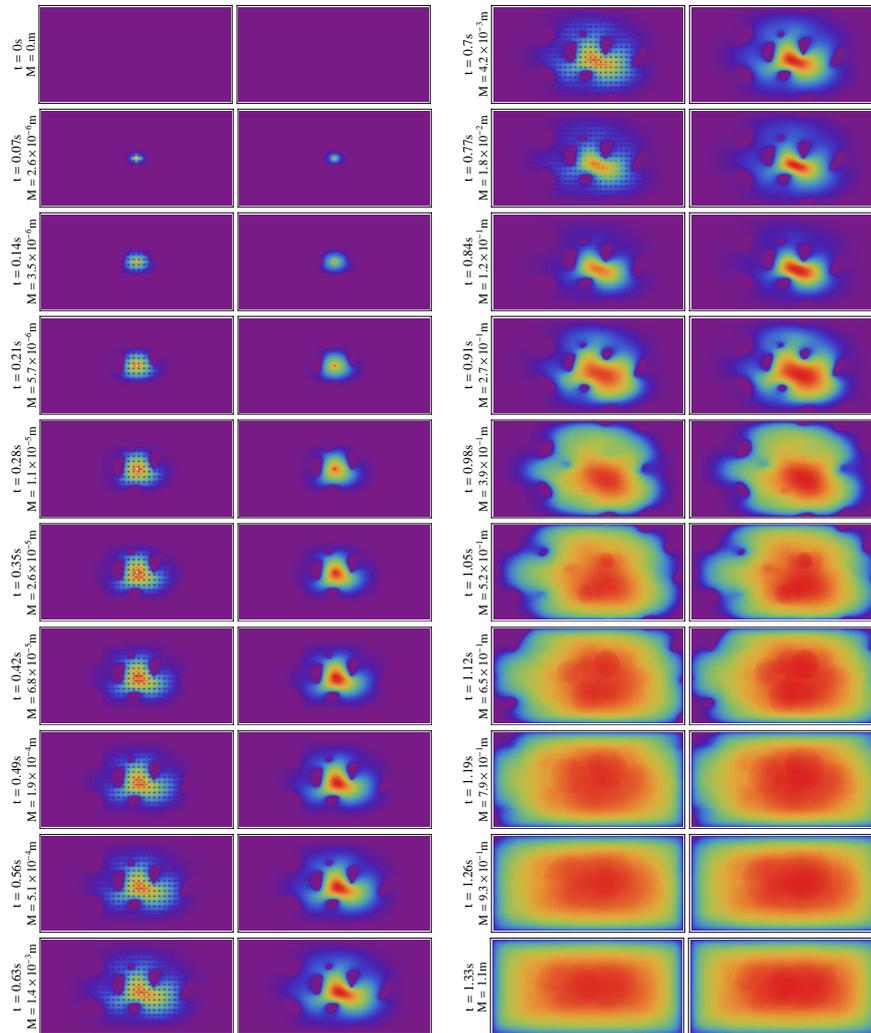


FIG. 4.10: Slip on the fault for the two-scale model (left) and the effective model (right) at different times during the rupture process. Slip of the effective model reproduces well the dynamics of the slip of the heterogeneous model, including the acceleration of the process at  $t=0.91$ s due to the breaking of the small scale barriers and the dynamics of rupture of the large scale barriers. Large barriers break also at similar times in the two-scale model and in the effective one. See Figure 4.8 for color scale explanation. The moment accelerations are shown in auxiliary material.

the previous model with regular small scale heterogeneity. This is probably due to highest spatial variability of this heterogeneity. Effectively, in the regular case, the space available for the initial perturbation to develop is almost the same everywhere and thus the dominant mode is quickly reached everywhere. In the uneven case, the measurement of the dominant eigenvalue is

more dependant of the measurement position, and this introduces additional uncertainties in the process of homogenization.

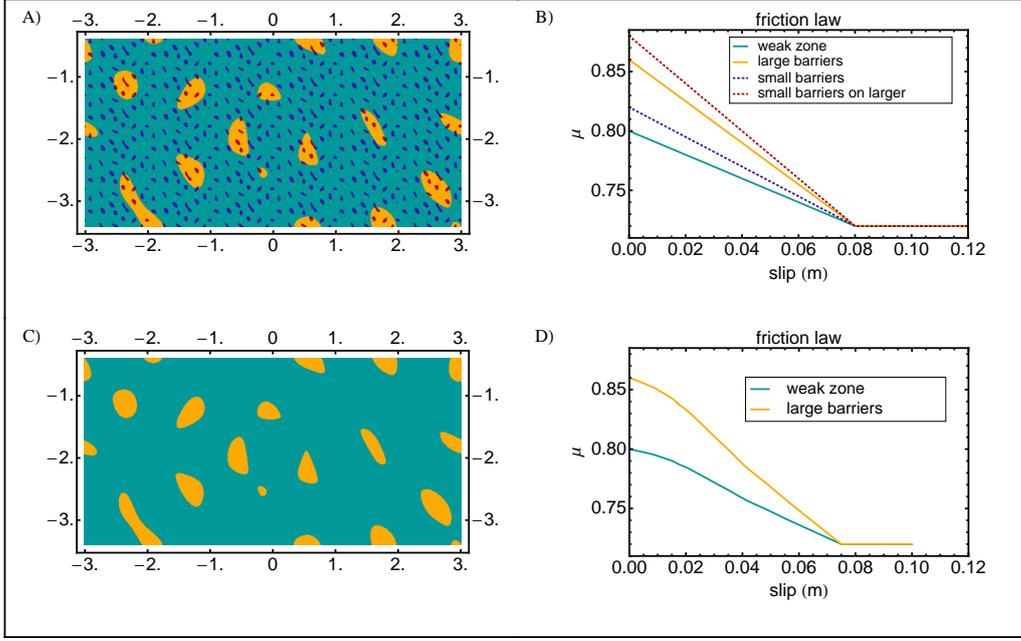


FIG. 4.11: A model with two-scale uneven heterogeneities (A), and its effective model (C) : small scale heterogeneity is removed and replaced by the effective friction law (D). Slip evolution on these two models can be seen Figure 4.12.

## 4.6 Discussion

### 4.6.1 Heterogeneity of Initial Stress Level

So far we introduced the heterogeneity of the fault plane as fluctuations of the strength (resistance to slip) represented by  $\mu_s$ , while the initial stress level was homogeneous over the entire plane. Many studies on rupture dynamics rather introduce heterogeneity in the initial stress level. To allow a comparison, we consider in this section a heterogeneity introduced in the model as fluctuations of the initial stress level, while  $\mu_s$  is homogeneous over the entire plane. The barriers are defined by zones of the fault with low initial stress. Between the barriers, the initial stress is equal to the yield stress  $N\mu_s$ , *i.e* all the points of the fault except those on the barriers are in a metastable

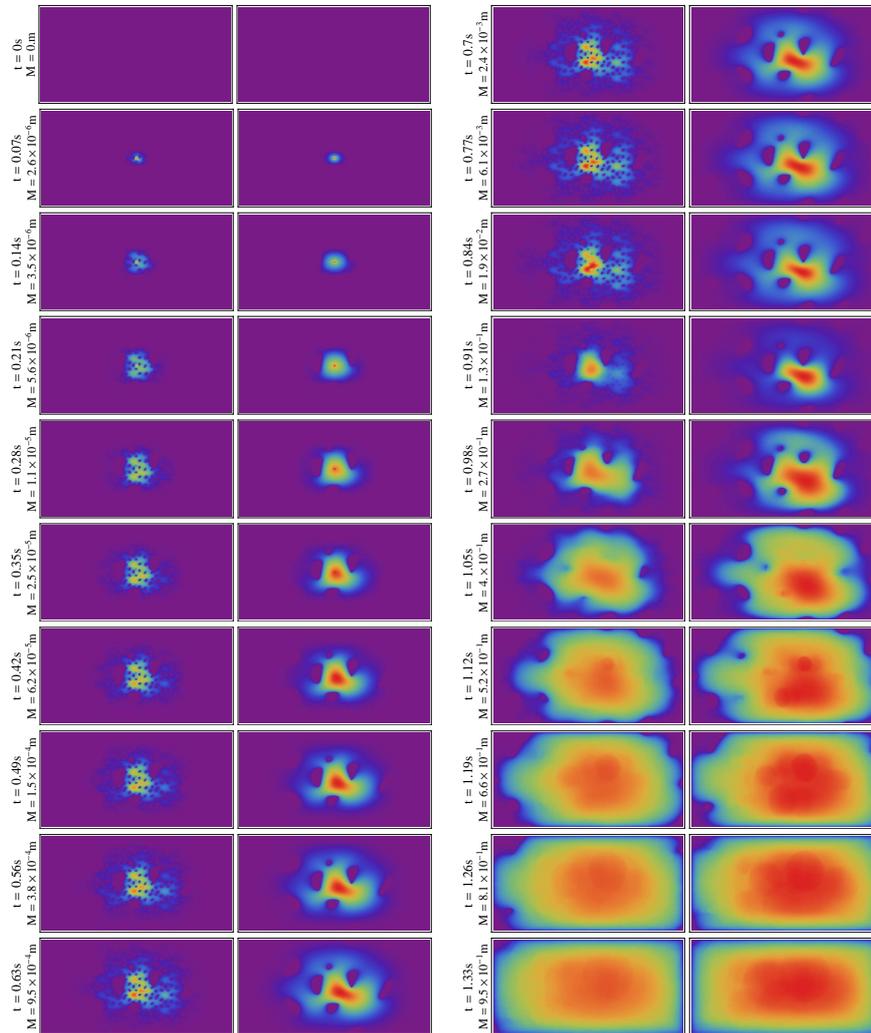


FIG. 4.12: Slip on the fault for a two-scale uneven model (left) with non periodic heterogeneity at both scales and the effective model (right) at different times during the rupture process. Slip of the effective model mimics the dynamics of the slip of the heterogeneous model. At the beginning of the initiation (from  $t=0s$  to  $t=0.56s$ ), the agreement between the two slip evolutions is acceptable. After  $t=0.56s$ , the maximum of slip moves to the right in the effective model. In the fully heterogeneous model, this migration of the maximum is prevented by the small scale heterogeneities. This difference vanishes when the small scale heterogeneities disappear in the weakening process ( $t=1.05s$ ). From that moment, the slip evolutions are comparable. See Figure 4.8 for color scale explanation. The moment accelerations are shown in auxiliary material.

state and ready to slip. Figure 4.13 presents the comparison of the slip evolution of a two-scale heterogeneous model (in terms of initial stress) and its

effective friction counterpart, obtained by the same procedure as previously described. The excellent agreement between the two is the proof of the efficiency of the effective technique to account for small scale heterogeneities of the stress field. Indeed, the same test can be carried out with the effective friction law measured on heterogeneities of strength implemented in the model of initial stress inhomogeneity.

This result can be explained as follows.

In the initiation stage, a key element is the size and shape of the area of the fault available for the initiation to develop, that is the regions where the initial state of stress is larger or equal than the static stress level. The spatial extent and the shape of this region determine the existence of the unstable eigenfunctions that govern the slip evolution.

At the very beginning of the initiation stage, the barriers are not included in the slipping area (as the stress is lower than their yield stress), and thus introduce a spatial constraint on the eigenfunctions. This argument holds in the case of barriers defined by more resistant zones (variation of  $\mu_s$ ) or equally in the case of barriers defined by initially less loaded zones (variation of initial stress). Moreover, as long as the geometry of these barriers are the same, the same eigenfunctions develops on the fault, and thus the effective friction law constructed using one type of heterogeneity can be used to describe the other one without any changes. Therefore, the effective friction law homogenization technique is also valid to describe fault with inhomogeneity of the initial stress.

#### *4.6.2 Propagation stage of the rupture*

On the results we show in Figures 4.6, 4.8, 4.10, 4.12 and 4.13, one can note that the faults are large enough to see a beginning of propagation stage after the end of the initiation stage, when some points of the faults are at slip larger than  $D_c$ . In these models, during the early propagation stage, the effective law gives good results to reproduce the dynamics of the models with small scale heterogeneities. This good agreement can be explained by the fact that when the propagation begins, the weakening zone defined as the slipping area of the fault with slip smaller than  $D_c$  is large compared

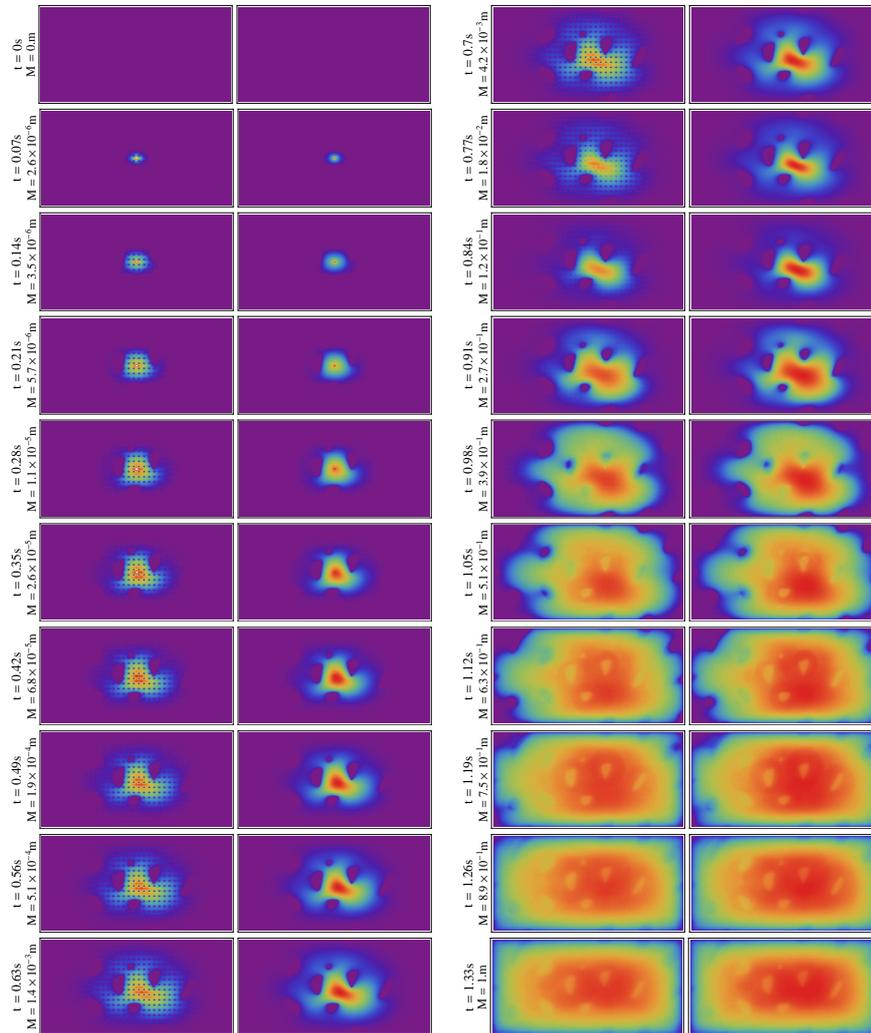


FIG. 4.13: Slip on the fault for a two-scale model (left) and the effective model (right) at different times during the rupture process. The heterogeneity has been introduced in the distribution of initial stress : we consider a uniform friction law over the plane. Small scale heterogeneity corresponds to a decrease of the initial stress level of 0.02 with respect to 0.8 (stress threshold to initiate the slip). Large scale heterogeneity corresponds to a decrease of initial stress of 0.06 with respect to the same reference. The geometry of the distributions is the same as in Figure 4.9. Slip of the effective model reproduces well the dynamics of the slip of the heterogeneous model, including the acceleration of the process at  $t=0.91s$  due to the breaking of the small scale barriers and the dynamics of rupture of the large scale barriers. The final slip shows the footprint of the large scale heterogeneities. See Figure 4.8 for color scale explanation. The moment accelerations are shown in auxiliary material.

to the size of the small heterogeneities. Hence the homogenization process remains meaningful. Moreover, at this stage the evolution of the rupture is still very sensible to the previous dynamics of the slip that occurred during the initiation stage, and that the effective law reproduces accurately.

To investigate the validity of the effective law during the propagation stage itself, we carried out some tests with models more representative of a rupture stage. To do so, we consider long faults (3km×9km), and set the initial stress at a level such that the S parameter defined by Andrews (1976) ( $S = (\mu_s - \mu_0)/(\mu_0 - \mu_d)$ ) is equal to 1 when computed with the weakest value of the static friction coefficient  $\mu_s^w$ . To initiate the rupture, we define a circular asperity on one side of the fault, in which we set the initial stress to a value larger than the static stress threshold. The radius of the asperity is chosen large enough to make it unstable. In that case the dynamic evolution of the initiation is replaced by a sudden stress drop. We study one-scale heterogeneous models and compare them to their corresponding homogeneous effective models.

Bouchon *et al.* (2010) showed that the observation of supershear rupture velocity during earthquake corresponds with linear and non segmented fault traces, suggesting a low level of heterogeneity of these fault. Madariaga et Olsen (2000) and Fukuyama et Olsen (2002) studied numerically the criticality of the 3D rupture dynamics and the effects of heterogeneity of the initial stress, with simple and deterministic model of heterogeneity. They show that the mode of propagation, supershear or subshear, is controlled by a critical parameter  $\kappa$  that is dependant on the geometry of the problem and, in case of an heterogeneity, on its amplitude. Dunham (2007) studies the influence of the S-factor, and Schmedes *et al.* (2010a) enlarge the problem, considering stochastic distribution of the initial stress, and show that the criticality is more appropriately described in a probabilistic way rather than in a deterministic way. They define a modified critical parameter  $\kappa_{ac}^{(c)}$  that accounts also for the auto-correlation of the initial stress level, and beyond which the probability for a supershear rupture to develop becomes non null. In our case, the heterogeneity is introduced in the static friction  $\mu_s$  and is a one-scale heterogeneity constituted of small squared barriers similar to the model of section 4.4.

We study a set of models that show a transition between supershear propagation (as for the homogeneous case) and the subshear propagation for cases with a high enough amplitude of heterogeneity  $\Delta\mu_s$ . This study is summarized in Figure 4.14. We first construct a set of heterogeneous models with several values of  $\Delta\mu_s$ . Due to the high value of the initial shear stress in the initiation zone, all the ruptures begin in a supershear mode. However, in heterogeneous models with high enough  $\Delta\mu_s$ , the rupture velocity drops and stabilizes close to the Rayleigh velocity. We observe that for  $\Delta\mu_s \leq 0.007$  the rupture is supershear while it is subshear for  $\Delta\mu_s \geq 0.009$ . For each amplitude of heterogeneity, we construct the corresponding effective friction law following the method previously described for initiation. We use these effective friction laws to construct a set of effective models, in which each effective friction law is applied homogeneously on a fault. We then compare these effective models to the corresponding heterogeneous model. With the effective friction, the transition between supershear and subshear propagation is reproduced, and the  $\Delta\mu_s$  value of transition is given with good precision. Hence, the effective friction laws in this case are useful to reproduce the propagation behaviour during the rupture of the heterogeneous faults. These tests are thus quite encouraging concerning the efficiency of the effective friction laws to reproduce at least some aspects of the rupture propagation. However, a more comprehensive study is required to delimit in what extent and in which conditions the use of the effective friction is valid in the propagation stage.

#### 4.6.3 *Limits of the Use of Effective Friction*

The example of section 4.5.3 with uneven distribution of small scale of heterogeneity shows that the effective friction method can easily reach a limit due to the spatial characteristics of the distribution. Indeed, the effective friction law method homogenizes the effects of the small scale on the entire fault plane. This is possible only if the characteristics of the distribution (e.g. density, strength, size) are spatially identical over the whole fault plane. If not, the process of homogenization does not make sense any more. A strategy to overcome this difficulty would be to divide the fault plane into areas of similar characteristics of heterogeneity, and to carry out the homogenization

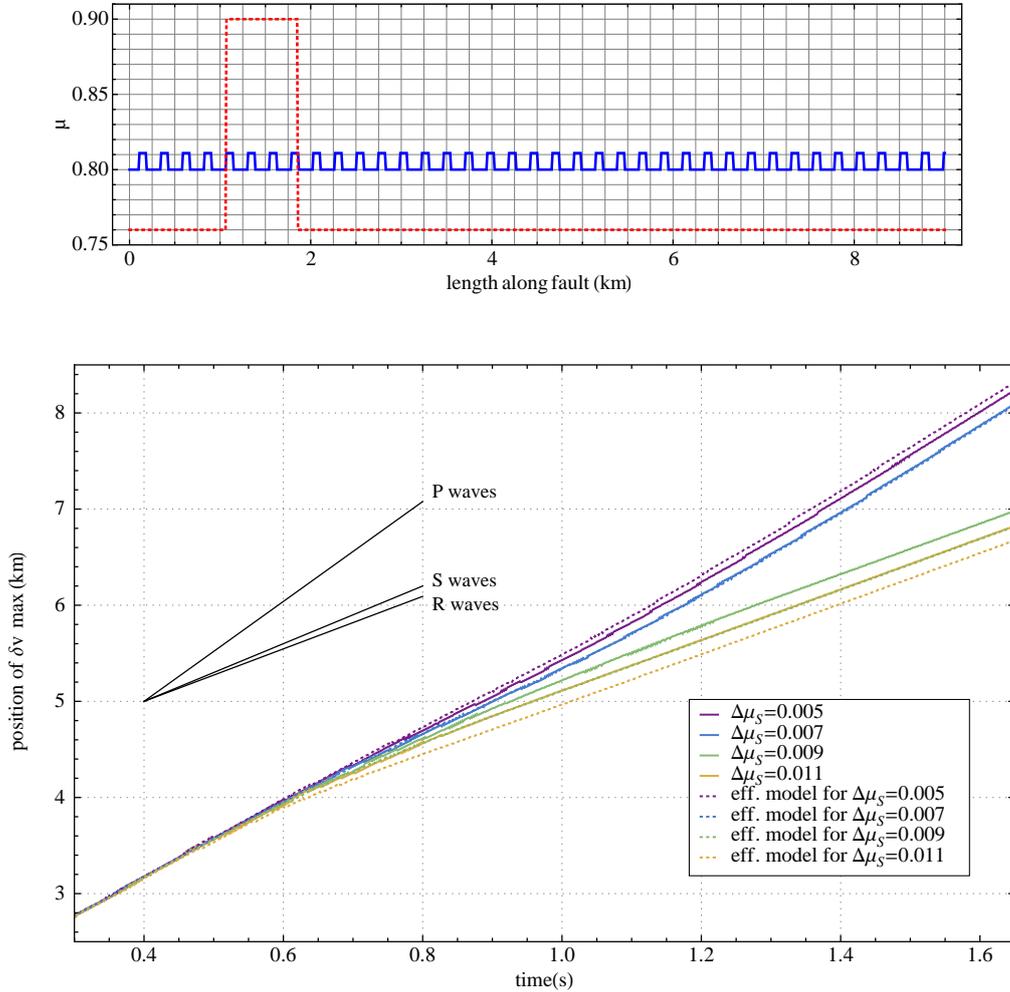


FIG. 4.14: Top : A cross-section of the field of  $\mu_s$  (continuous, blue) of the heterogeneous fault for  $\Delta\mu_s = 0.011$  and the initial stress level (dotted, red) used to force the propagation. Bottom : Position of the rupture front for a set of heterogeneous model (continuous line) and their effective model (dotted lines). Black lines indicate the slopes corresponding to the P waves speed, to the S waves speed and to the Rayleigh waves speed. We observe a transition from a supershear rupture propagation to a subshear rupture propagation with the augmentation of the amplitude of the heterogeneity  $\Delta\mu_s$ . This transition occurs for a value of  $\Delta\mu_s$  comprised between 0.007 and 0.009 in the case of the heterogeneous faults and is reproduced in the homogeneous effective problems. Hence, for this particular problem, the effective law gives with good enough resolution the criticality of the propagation velocity.

process individually on each zone. Moreover, in the examples presented we assume a small scale that is clearly separated from the one of the macroscopic inhomogeneity.

#### 4.7 Conclusion

We use an effective friction law to reproduce the dynamic effects of small scale heterogeneity of faults on the initiation stage of rupture. This friction law is constructed by spectral equivalence of the dominant part of the initiation of the rupture. For a given fault, this technique requires the computation of the homogeneous case and of the small scale heterogeneous case. Once computed, the effective friction law can be applied to other models to simulate the effects of the small scale heterogeneity. We investigate three models with increasing degree of complexity in the distribution of the static stress level : two scales with regular spacings ; small scale with regular spacings and large scale with irregular shape and spacings ; two scales with irregular shape and spacings. For the three models, the use of effective friction allows to reproduce the slip evolution during rupture initiation with good agreement with respect to the complete heterogeneous model. This work generalizes the conclusions of Campillo *et al.* (2001), by presenting a new technique of homogenization that can be used in 3-dimensions. An application of this work is the possibility to include effects of heterogeneity smaller than the grid step in dynamic rupture modelling by using a homogenized form of the friction law. We show that this effective friction can be used in a model with heterogeneous initial stress. Finally, we present a test showing that the proposed representation of the fault heterogeneity can be used to predict the rupture velocity in a simple geometry.

#### *Acknowledgements*

This paper benefited from the ideas and the help of the late Pascal Favreau. We acknowledge his numerous contributions and advices. We thank Ralph Archuleta for numerous discussions and Yehuda Ben-Zion and Michel Bouchon for their helpful comments. We express our gratitude to the three anonymous reviewers and the associate editor for their thorough remarks and

## *Hétérogénéité des failles*

comments that highly contributed to improve our manuscript. This research was supported in part by the Southern California Earthquake Center (SCEC) and by UCSB matching funds to SCEC. SCEC is funded by NSF Cooperative Agreement EAR-0106924 and USGS Cooperative Agreement 02HQAG0008. The work was made possible by the support of Institut Universitaire de France.

## Troisième partie

# Étude expérimentale : friction de solides mous imagée par interférométrie des tavelures ultrasonores



## Chapitre 5

---

Description du dispositif expérimental et de la  
méthode d'imagerie

---



Au chapitre 1, nous avons apporté quelques concepts qui théorisent les modes de propagation des ruptures cisailantes. Cependant l'utilisation de ces descriptions théoriques est difficile pour étudier des cas réels, car elles demandent de nombreuses idéalizations. Pour étudier des cas moins parfaits, qui présentent par exemple des hétérogénéités et comprendre la phénoménologie des ruptures réelles, deux autres modes d'étude restent à disposition, la modélisation numérique et la modélisation expérimentale. En parallèle de l'étude numérique effectuée dans ce travail de thèse et présentée dans la partie précédente, nous avons développé un montage expérimental original qui permet de suivre la dynamique de rupture d'une interface de friction en laboratoire. Nous présentons cette expérience et ses résultats dans la troisième partie.

### ***5.1 Expériences antérieures de visualisation de la rupture d'une interface de friction***

Nous commençons ce chapitre par une courte revue de quelques expériences existantes qui permettent de suivre la dynamique de la rupture d'une interface de friction. Ceci permet d'avoir une vue d'ensemble de la phénoménologie des ruptures observées en laboratoire, ainsi que des possibilités et limitations des différentes méthodes expérimentales mises en œuvre.

L'approche expérimentale pour étudier la dynamique de la rupture date du début des années 1950 (Freund (1990); Dally (1979)). L'utilisation d'une caméra ultrarapide appelée caméra de Schardin permet de suivre la dynamique de rupture. Pour que ces ruptures soient visibles, elles sont étudiées dans des plaques de matériau transparent, par photoélasticité. Les contraintes dans la plaque créent de la biréfringence ; il est alors possible de visualiser des franges d'interférence en lumière polarisée. En se propageant, la rupture crée un pic de contrainte lié à sa pointe, qui peut être suivi au cours du temps avec la résolution temporelle de la prise d'image. Ceci permet de mesurer la vitesse de la rupture, ainsi que le facteur d'intensité des contraintes au cours du temps. Des courbes typiques du facteur d'intensité des contraintes en fonction de la vitesse de propagation sont obtenues.

Dans le domaine de la géophysique, nous pouvons commencer par citer les expériences réalisées par Brune (1973) et Archuleta et Brune (1975). Dans

un bloc de mousse isolante (*foam rubber*), une entaille est faite qui joue le rôle de faille. La vitesse des ondes de cisaillement  $c_s$  dans ce matériau est de l'ordre de  $3,7 \text{ m.s}^{-1}$ . Sur un coté de la faille est déposée une “cible”, qui est une petite étiquette moitié blanche moitié noire. Cette cible est visée par une cellule photosensible. Lorsqu'elle se déplace latéralement, l'intensité lumineuse enregistrée varie puisque la séparation entre la zone noire et la zone blanche se déplace sur l'image. Ce système permet d'enregistrer le déplacement d'un point choisi le long de la faille. Brune (1973) a mis en évidence l'existence d'évènements de glissement simples et d'évènements multiples. Alors que les évènements simples sur des failles longues respectent à peu près les relations d'échelle attendues entre le pic de vitesse et la chute de contrainte (voir chapitre 2), ce n'est pas le cas sur des failles semi-circulaires. Brune note aussi que l'existence d'évènements multiples, si elle se retrouve dans le cas de failles réelles, peut conduire à une surestimation de la taille de la faille si une série d'évènements est prise pour un évènement simple. En effet ce phénomène allonge considérablement le temps d'émission sans modifier la surface rompue. L'expérience a ensuite été modifiée (Archuleta et Brune (1975)) pour pouvoir mesurer le déplacement au cours du temps de plusieurs points le long de la faille. Des marqueurs ont été insérés à la surface de la mousse, près de la faille, et celle-ci a été filmée à travers une grille transparente qui a permis de mesurer les déplacements absolus de ces points. Une vitesse de propagation de rupture est obtenue, de l'ordre de  $v_R \simeq 0,7c_s$ . Enfin, plus récemment, en utilisant des accéléromètres à la place du système de marqueurs décrit précédemment, Anooshehpour et Brune (1999) ont observé l'existence d'impulsions de glissement. Dans un système asymétrique, c'est-à-dire où les propriétés élastiques du matériau de part et d'autre de la faille sont différentes, ils remarquent des vitesses de propagation des impulsions de glissement inférieures et presque égales à la vitesse des ondes de cisaillement la plus faible. Ils remarquent aussi que dans la plupart des évènements de glissement observés, la propagation de l'impulsion de glissement se fait dans le même sens que le déplacement du milieu le plus mou.

Les expériences de Ohnaka et Shen (1999) que nous avons mentionnées à la partie I mettent en friction deux blocs de granite et mettent en évidence de manière expérimentale l'existence d'une phase de nucléation suivie d'une

phase de propagation à une vitesse approchant celle des ondes de Rayleigh.

Rosakis *et al.* (1999) ont développé un montage expérimental qui permet d'observer par photoélasticité la propagation d'une rupture dans une plaque de matériau transparent. Afin de synchroniser le début de l'enregistrement par caméra ultrarapide et le début de la rupture, celle-ci est déclenchée par l'impact d'un projectile d'un coté de la fissure. Un plan préférentiel de rupture est créé en coupant la plaque en deux puis en la recollant par thermocollage. Ainsi l'homogénéité de part et d'autre de la fissure, ainsi que devant elle, est assurée. Ce montage expérimental a permis de mettre en évidence la propagation de ruptures intersoniques, ainsi que le front d'onde de Mach associé. Une mesure de l'évolution de la vitesse de propagation montre que le front de rupture avance au départ à une vitesse proche de  $c_s$ , diminue en dessous de  $c_r$  pour ensuite augmenter jusqu'à sa valeur maximale proche de  $c_p$ . Ensuite elle diminue à nouveau et semble se stabiliser vers la vitesse  $\sqrt{2}c_s$ . Dans une autre expérience déclenchée cette fois par une petite explosion au milieu de la faille, il est très clairement observé une transition de vitesse de rupture qui passe d'une valeur inférieure à  $c_r$  à une valeur proche de  $c_p$  (Xia *et al.* (2004)). En effectuant des ruptures entre deux matériaux élastiques différents, Xia *et al.* (2005) remarquent une asymétrie du processus de rupture. Alors que d'un coté du point de nucléation la rupture se propage tout le temps à la même vitesse, dite vitesse de Rayleigh généralisée, de l'autre coté, elle commence à se propager à une vitesse inférieure à cette vitesse de Rayleigh généralisée, puis subit dans certains cas une transition vers une vitesse intersonique, c'est-à-dire supérieure à la vitesse des ondes de cisaillement des deux matériaux.

Une autre méthode pour observer la dynamique de la friction est proposée par Baumberger *et al.* (2002, 2003). Un patin de gel composé de gélatine est mis en mouvement sur une plaque de verre. L'interface est filmée à travers le verre par en dessous. Des imperfections à la surface du gel font office de marqueurs et peuvent être suivies au cours du temps. Dans ce système très asymétrique, les vitesses de propagation des ondes S dans la gélatine sont de l'ordre du mètre par seconde. Des impulsions de glissement qui balayent l'interface, en allant dans le sens opposé à celui de la vitesse d'entraînement sont observées. La vitesse de ces impulsions de glissement est de l'ordre de 1 à 20 mm.s<sup>-1</sup>, donc très en dessous de la vitesse des ondes de cisaillement.

Baumberger *et al.* (2003) montrent que la vitesse de propagation de ces ruptures est relié à la taille caractéristique de la “maille” du réseau de polymère que forme la gélatine, ainsi qu’à un coefficient de diffusion qui traduit les caractéristiques poro-élastique du gel.

Rubinstein *et al.* (2004) utilisent une méthode optique qui permet de mesurer en temps réel l’interface réelle de contact entre deux solides transparents. Le patin glisse sur un support transparent et un faisceau laser est envoyé à travers le support sur l’interface avec une incidence telle qu’une réflexion totale se produit à l’interface du support avec de l’air. Par contre, si le support est en contact direct avec le patin, au niveau d’un microcontact, la lumière n’est plus réfléchié mais transmise à travers le patin. L’intensité lumineuse transmise est enregistrée par une caméra ultrarapide (250000 images par secondes), ce qui permet de suivre l’évolution des microcontacts. En utilisant cette méthode pour suivre la rupture d’une interface de friction entre deux blocs de PMMA (polymétacrylate de méthyle), un polymère transparent et plutôt rigide ( $c_s \simeq 1000 \text{ m.s}^{-1}$ ), Rubinstein *et al.* (2004) montrent l’existence de ce qu’ils appellent des fronts de détachement, qui correspondent à une réduction de l’aire des microcontacts. Un premier front de détachement apparaît à une extrémité du patin et se propage en accélérant jusqu’à atteindre  $c_r$ . Lorsque cette valeur est atteinte, le front de détachement se divise en deux : un premier front intersonique parcourt le reste de l’interface à une vitesse intersonique, mais ne mène qu’à une faible réduction de l’aire réelle de contact. Ce front est suivi d’un deuxième, bien plus lent, qui réduit considérablement l’interface réelle de contact. En fait dans une étude ultérieure, Rubinstein *et al.* (2007), montrent qu’au début du chargement, les premiers fronts qui se propagent à des vitesses inférieures à la vitesse de Rayleigh ne débouchent pas forcément sur cette séparation en deux fronts et s’arrêtent. Plusieurs évènements se succèdent où le front de détachement parcourt une distance de plus en plus élevée, jusqu’à atteindre une distance critique où intervient la transition. Un front très lent traverse alors la totalité de l’interface, et le patin peut alors glisser librement. Cet évènement correspond à la première chute de contrainte importante qui suit le chargement. L’évènement de glissement macroscopique est donc annoncé par des précurseurs, d’une manière qui rappelle fortement les observations de

Bouchon *et al.* (2011) lors du séisme d'Izmit de 1999. En traitant les données concernant un grand nombre d'évènements (287), Ben-David *et al.* (2010) ont montré que la vitesse locale du front de rupture (intersonique, inférieur à la vitesse de Rayleigh ou très lent) dépend de la valeur locale du rapport de la contrainte cisailante sur la contrainte normale au moment où le front se propage. Plus ce rapport est grand plus les vitesses de propagation sont élevées. Les variations spatiales de ces valeurs sont dues à une inhomogénéité du chargement, ce qui concorde avec l'idée selon laquelle les inhomogénéités ont un rôle prépondérant dans la dynamique des ruptures.

Nielsen *et al.* (2010) ont utilisé la technique de photoélasticité pour suivre des ruptures sur une interface de friction. Dans leurs expériences, les ruptures nucléent naturellement, alors qu'elles étaient déclenchées dans Rosakis *et al.* (1999). Ici, l'interface de friction est inclinée et chargée jusqu'à ce que la rupture se déclenche. Avec une interface de friction lisse, un processus de nucléation naturelle est observé. La rupture s'initie et se propage dans les deux sens à une vitesse très faible (5% de la vitesse des ondes S), quasi-statique. Puis, elle subit une transition et le front de rupture se dédouble en un front intersonique et un front se propageant à la vitesse de Rayleigh. Cette observation ressemble au modèle d'initiation proposé par Ohnaka et Shen (1999) (voir figure 2.1 page 36), du moins en ce qui concerne la phase quasistatique et le front se propageant à la vitesse de Rayleigh. En ce qui concerne les fronts de rupture intersoniques, elle montre que ceux-ci peuvent exister même sous des conditions de chargement et d'initiation naturelles. Avec une interface de friction où sont introduites des inhomogénéités de propriétés de friction en lubrifiant certaines zones, le comportement observé est plus complexe. Au niveau des zones lubrifiées sur l'interface de friction, la nucléation de la rupture est favorisée alors même que le niveau de contrainte moyen sur l'interface est plutôt bas par rapport à la contrainte seuil. Cet état initial peu chargé favorise l'apparition d'impulsions de glissement auto-réparatrices, c'est-à-dire qui traversent l'interface de friction en favorisant un recollement et un renforcement de l'interface derrière elles. L'existence de ces impulsions de glissement entraîne le développement d'une certaine complexité dans la succession des évènements de glissement. En ajoutant des accéléromètres sur la plaque, Schubnel *et al.* (2011) caractérisent les ondes émises par les évène-

ments de rupture intersoniques et par les évènements plus lents que la vitesse de cisaillement.

Dans ces différents dispositifs expérimentaux, on peut distinguer les expériences de photoélasticité, qui permettent de visualiser le champ d'onde complet et la rupture, mais qui sont limitées à des géométries 2D (plaques), et les expériences en géométrie 3D, qui ne permettent pas d'avoir accès au champ d'ondes émis (seulement à des mesures ponctuelles), mais qui permettent l'observation directe d'une interface de friction bi-dimensionnelle. Chaque technique d'observation impose des caractéristiques pour le choix de l'échantillon (transparent, biréfringent,...). Le dispositif expérimental que nous allons présenter utilise une méthode dont l'utilisation dans le domaine de la friction est tout à fait nouvelle : l'interférométrie des tavelures ultrasonore. Cette technique impose elle aussi des caractéristiques précises dans le choix des matériaux à utiliser. Nous verrons cependant qu'elle permet d'étudier la friction dans une géométrie tri-dimensionnelle tout en accédant à une partie du champ d'onde, car elle permet d'imager l'intérieur même du matériau.

### **5.2 Dispositif expérimental**

Le dispositif expérimental que nous avons mis en place au cours de cette thèse est une expérience de friction de gels hydro-organiques, dans laquelle la dynamique de la friction peut être suivie par interférométrie des tavelures ultrasonores. La figure 5.1 montre une photographie du montage expérimental, schématisé à la figure 5.2.

Le patin est fait de gel hydro-organique : du Polyvynyle Alkyle. Ce matériau est un polymère qui forme de longues chaînes enchevêtrées, créant ainsi une matrice qui retient de l'eau. Il est fabriqué au laboratoire en utilisant du PVA sous forme de poudre. On fait une solution à environ 10% en masse dans de l'eau, en agitant fortement pour obtenir une solution homogène. L'eau doit être à une température supérieure à 90°C pour permettre la mise en solution. Cette solution est coulée dans un moule de  $6 \times 10 \times 18 \text{ cm}^3$ . En refroidissant, le gel prend en masse. Il est ensuite soumis à plusieurs cycles de 12h de congélation à  $-18^\circ\text{C}$  et décongélation à température ambiante. Ces cycles

lui font perdre de l'eau et gagner en rigidité (Fromageau *et al.* (2007)). Sur le gel utilisé, nous avons effectué 4 cycles de congélation. Dans la solution de PVA est ajouté 1% de cellulose en poudre. Ces particules jouent un rôle de diffuseurs acoustiques et sont nécessaires pour mettre en œuvre la technique d'imagerie par interférométrie ultrasonore (voir section suivante). Le gel ainsi obtenu est un solide mou qui peut subir de grandes déformations tout en restant élastique. Ces qualités traduisent la grande différence entre la vitesse des ondes S et celle des ondes P dans ce milieu. En effet, les ondes P se propagent à la même vitesse que dans l'eau, c'est à dire  $c_p \simeq 1500 \text{ m.s}^{-1}$ . Les ondes S par contre ont une vitesse de propagation typiquement de l'ordre de 3 à 4  $\text{m.s}^{-1}$ .

Le patin de gel ainsi fabriqué est posé sur une plaque mobile, sur la surface de laquelle on peut coller différents matériaux afin de choisir l'interface de friction. La plaque est une plaque de verre, elle même fixée sur une plaque d'acier inoxydable. Le gel est maintenu à une position fixe par une plaque supérieure qui coulisse verticalement sur 4 piliers fixés au support de l'expérience. Cette plaque supérieure crée une charge normale à la surface de friction. Elle sert aussi d'attache à la barrette ultrasonore utilisée pour l'imagerie. Trois positions sont possibles pour cette barrette : elle peut être positionnée au dessus du gel, permettant ainsi d'imager le plan vertical (plan vertical  $\mathcal{P}2$  à la figure 5.2) jusqu'à l'interface. Sinon elle peut être fixée horizontalement sur le bord du gel, permettant d'imager un plan parallèle à l'interface de friction. Le plan imagé le plus proche possible de l'interface se situe à environ 8 mm au dessus de l'interface (plan  $\mathcal{P}1$  de la figure 5.2). Il correspond à la position de la barrette dans la photographie de la figure 5.1. La troisième position possible pour la barrette est sur le bord en position verticale (non représentée sur le schéma de la figure 5.2). On peut ainsi imaginer à nouveau le plan vertical  $\mathcal{P}2$ . L'intérêt de cette dernière configuration se comprendra à l'exposé de la méthode d'imagerie, présentée à la section suivante.

La plaque mobile est posée et coulisse sur des rails à faible friction. Un moteur met en mouvement, par le biais d'une vis sans fin, une pièce intermédiaire qui coulisse elle aussi sur les rails à faible friction. Cette pièce est liée à la plaque mobile par un capteur de force, qui permet de mesurer la force

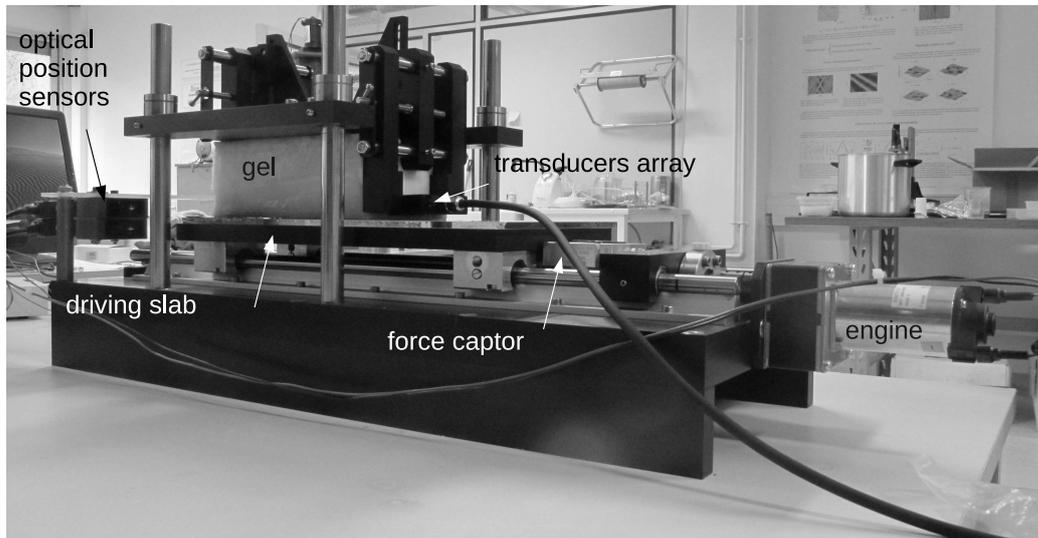


Figure 5.1: Photographie de l'expérience de friction équipée de l'imagerie par interférométrie des tavelures ultrasonores.

nécessaire à sa mise en mouvement.

Enfin, deux capteurs optiques permettent de mesurer au cours du temps la position de la plaque mobile pour connaître la vitesse d'entraînement, et la position de l'extrémité du gel proche de l'interface, donnant ainsi une mesure qualitative de sa déformation globale.

### 5.3 Imagerie par interférométrie ultrasonore

Le principe de l'imagerie par interférométrie des tavelures ultrasonores a été développé pour l'imagerie médicale. Nous en présentons ici le principe (Sandrin *et al.* (1999, 2002); Tanter *et al.* (2007)). Cette méthode permet d'imager des déplacements à l'intérieur d'un solide mou, en le sondant grâce à des ultrasons.

Le capteur est composé d'une rangée de 64 transducteurs (émetteurs-récepteurs) ultrasonores, qui émettent autour d'une fréquence centrale de 6 MHz. Ces 64 transducteurs sont reliés à un système d'acquisition ultra rapide qui permet d'échantillonner le signal reçu à une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz. Les transducteurs sont régulièrement répartis sur une distance de 4,8 cm, ce qui correspond à une distance entre deux transduc-

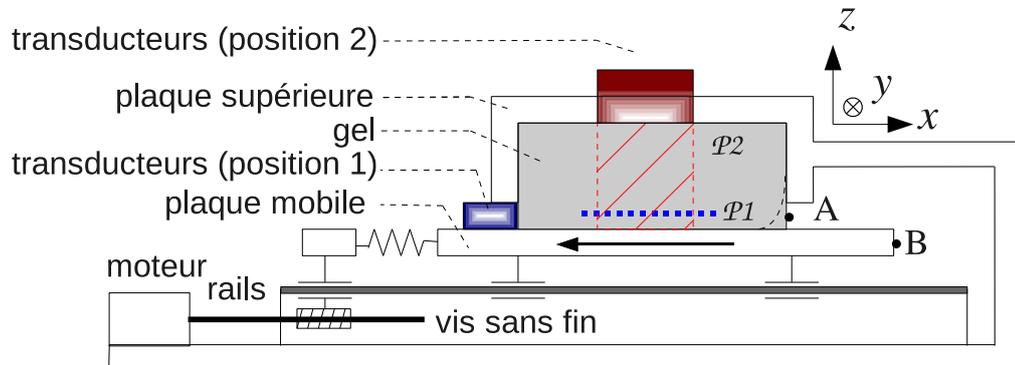


Figure 5.2: Schéma du montage expérimental.

teurs d'environ 0,76 mm. Nous allons expliquer le principe en raisonnant sur un seul transducteur, puis nous généraliserons à la barrette entière.

Le transducteur émet des impulsions ultrasonores puis enregistre l'écho qui lui revient du gel. Cet écho est créé par la présence à l'intérieur du gel de particules de cellulose qui diffusent l'onde émise. Ces particules de cellulose ont été ajoutées lors de la préparation du gel à la solution de polymère liquide qui prend ensuite en masse en refroidissant. Leur position à l'intérieur du gel est donc aléatoire. Lorsque l'impulsion ultrasonore traverse le gel, chaque diffuseur renvoie vers le transducteur une petite partie de l'énergie. Le transducteur enregistre donc le signal rétro-diffusé par les particules de cellulose. Puisque la répartition des particules de cellulose est désordonnée, le signal retrodiffusé a une allure de bruit ultrasonore. Cependant, ce n'est pas un bruit aléatoire, sa forme est déterminée de manière unique par la répartition des diffuseurs dans le gel. Si le processus d'émission réception est effectué deux fois de suite sur un gel immobile et sans changer la position des récepteurs, les deux signaux reçus seront exactement superposables. On appelle ce « bruit » des tavelures ultrasonores, ou en anglais *ultrasonic speckle*.

La forme d'un de ces signaux est donné en exemple à la figure 5.3. Ce signal présente une périodicité qui correspond à la fréquence centrale des ultrasons, et des variations d'amplitude résultant des interférences constructives et destructives des échos des diffuseurs contenus dans le volume isochrone du faisceau ultrasonore. Dans ces gels, on fait l'hypothèse, généralement vérifiée

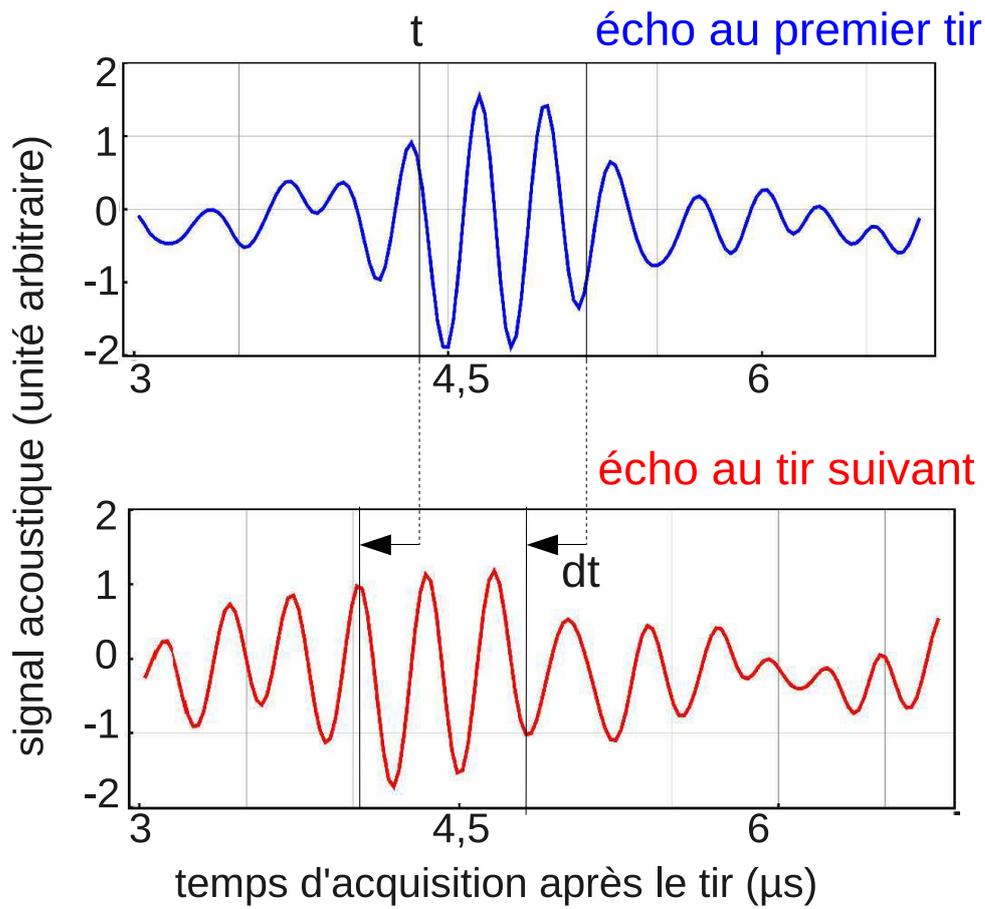


FIG. 5.3: Figure montrant un extrait de l'enregistrement acoustique pour deux tirs successifs. La forme du signal autour de  $t$  dans le premier enregistrement est retrouvé dans le deuxième enregistrement mais décalé d'un délai  $dt$ . Ce délai est à relier au déplacement  $dx$  des diffuseurs du gel par  $dx = c_p dt/2$ .

en échographie, de diffusion simple, c'est à dire qu'on considère que l'onde reçue par le transducteur n'a été diffusée qu'une seule fois à l'intérieur du gel. Ceci permet de localiser les diffuseurs responsables de la forme du signal enregistré à un instant  $t$  après l'émission de l'impulsion ultrasonore : pendant le temps  $t$ , l'onde a fait un aller-retour entre le transducteur et le diffuseur : ceux-ci sont donc séparés par une distance  $x = c_p t/2$ .

Lorsque le gel est parcouru par des ondes élastiques, les diffuseurs se déplacent en même temps que le gel. Si les diffuseurs qui se trouvaient à la distance  $x$  lors d'un premier tir acoustique se trouvent à une distance  $x + dx$  lors du tir suivant, le signal enregistré au temps  $t$  lors du premier tir va se retrouver au temps  $t + dt$  sur l'enregistrement suivant, avec  $dx = c_p dt/2$ . Pour connaître les déplacements à l'intérieur du gel il faut donc être capable de retrouver la forme du signal enregistré à  $t$  dans l'enregistrement suivant, afin de déterminer le délai  $dt$ . En pratique, on isole une fenêtre de signal autour de  $t$ , comprenant au moins 4 longueurs d'ondes, et on fait glisser cette fenêtre sur le signal enregistré au tir suivant, en calculant à chaque fois le coefficient de corrélation. Cette longueur de fenêtre est petite par rapport à la longueur d'onde des ondes S, ce qui assure une faible distorsion du signal entre deux acquisitions. Lorsque le coefficient de corrélation est maximum, cela signifie qu'on a « retrouvé » le signal. La courbe de corrélation est échantillonnée avec la même résolution que le signal lui même, c'est à dire à 40MHz. Le délai est donc déterminé a priori à  $25.10^{-9}$ s près. Pour améliorer cette précision, une interpolation parabolique est effectuée entre les trois points de la courbe de corrélation situés autour du maximum. La position du maximum de cette interpolation est prise comme mesure du délai. On peut ainsi obtenir des mesures de délai quelques dizaines de fois inférieures à la période d'échantillonnage.

La mesure du délai ainsi effectuée permet de connaître le déplacement du volume élémentaire du gel entre deux tirs. Si l'on répète ce processus entre les tirs successifs, on a accès au déplacement relatif entre chaque tir. En divisant ce déplacement  $dx$  par le temps  $d\tau$  entre deux tirs successifs, on obtient une approximation de la vitesse particulaire. En fait, plus exactement, ce que l'on mesure est la composante de la vitesse particulaire colinéaire à la direction du faisceau ultrasonore. En effet en première approximation, les

déplacements latéraux par rapport à la direction de propagation ne modifient pas la distance au récepteur, du moins au premier ordre. On peut donc suivre au cours du temps les variations de la vitesse particulaire dans le gel à l'endroit choisi.

Cette opération effectuée pour la partie du signal reçue autour de l'instant  $t$  peut en fait être effectuée à un autre endroit du signal. En découpant en fenêtres temporelles le signal reçu, on échantillonne spatialement dans la profondeur le gel qui se trouve dans le faisceau. Pour chacun des volumes élémentaires ainsi déterminés, on peut suivre la variation de la vitesse particulaire, ce qui donne une image de la vitesse particulaire au cours du temps sur la ligne du faisceau ultrasonore.

Enfin rappelons que la barrette d'imagerie médicale est composée de 64 transducteurs. Grâce à une électronique d'acquisition très rapide et performante, ces 64 transducteurs émettent et reçoivent de manière simultanée, et ce avec une cadence allant jusqu'à 4000Hz. Ce n'est donc plus un faisceau qui est émis mais une nappe d'ultrasons, et on a finalement accès, sur le plan en avant de la ligne de transducteurs, au champ eulérien de la composante de la vitesse particulaire colinéaire à la direction d'émission. Concrètement, nous avons presque toujours utilisé une fréquence de récurrence des tirs de 2000Hz. La résolution spatiale dans la direction latérale à l'émission est déterminée par l'écartement des transducteurs et est donc d'environ 0,76 mm. Une formation de voie sur 4 voies est mise en œuvre afin d'obtenir cette résolution latérale. Dans la direction parallèle à la direction d'émission, elle est déterminée par la taille et le recouvrement des fenêtres temporelles utilisées pour la corrélation, et typiquement de l'ordre du millimètre. Enfin, la précision sur le déplacement entre chaque tir est de 1  $\mu\text{m}$ , ce qui mène à une précision sur la vitesse particulaire de 2  $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Le traitement numérique des données est effectué grâce à des programmes écrits par T.Gallot (Gallot *et al.* (2011)). Concrètement, la largeur de la zone imagée est fixée par la largeur de la barrette. En revanche, sa profondeur est choisie. Pour des raisons liées à la mémoire disponible lors de l'acquisition, la longueur maximale accessible est de 10 cm. À 2000Hz, la mémoire de l'acquisition permet d'enregistrer pendant 2,25 s. En réduisant la profondeur de la zone, il est possible d'enregistrer pendant plus longtemps. Lorsque ces limites

de taille de données sont atteintes, le transfert des données du système d'acquisition vers la mémoire de l'ordinateur dure environ une heure, et la durée du traitement des données qui permet d'obtenir le champ de vitesse est du même ordre de grandeur. Lorsqu'on désire effectuer des tests, il est possible de réduire ces durées de traitement à deux ou trois minutes en enregistrant des temps plus courts (0,5 s par exemple).



## Chapitre 6

---

Étude de la friction des gels hydro-organiques  
sur du papier de verre

---



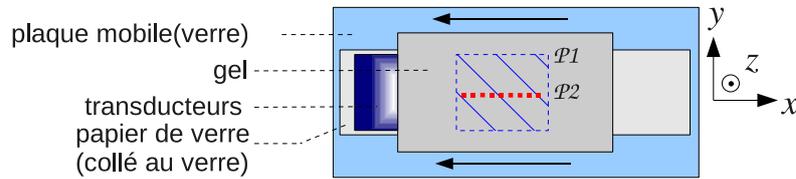


FIG. 6.1: Schéma de l'expérience de friction du gel contre le papier de verre, vue de dessus.

### 6.1 Observations expérimentales d'évènements de décrochage

La première série d'expériences que nous avons conduite a consisté à mettre en friction le gel avec du papier de verre à gros grains. La plaque mobile est recouverte d'une vitre et une bande de papier de verre est collée dessus. La dimension latérale de la bande de papier de verre est légèrement inférieure à celle du gel, de telle sorte que quand celui-ci est posé dessus, il est en contact avec le verre de part et d'autre de la bande de papier de verre (voir schéma de la figure 6.1). Cette configuration a été utilisée après plusieurs tests où le gel était entièrement en contact avec du papier de verre. Dans ces configurations, l'adhérence était trop forte et le gel n'entraînait pas en glissement avec le papier de verre.

La plaque mobile est mise en mouvement, dans la direction indiquée par les flèches dans la figure 6.1, à une vitesse de  $-2,7 \text{ mm.s}^{-1}$ , dont le signe est choisi négatif par convention (voir l'orientation des axes sur la figure 5.2 et 6.1). Le gel commence par se déformer, surtout du côté opposé à la barrette qui est moins contraint et la force de traction mesurée augmente. Après un certain temps, la déformation se stabilise et le gel entre en glissement. Il est à noter qu'à l'extrémité libre du gel alternent des phases où le gel est accroché au papier de verre et des brusques relâchements où elle se décroche. En revanche du côté du gel plus contraint, le glissement semble plus régulier d'après les observations visuelles faites lors des expériences.

L'utilisation de l'imagerie ultrasonore pendant cette période de glissement permet de mettre en évidence l'existence de sources ponctuelles d'ondes de volume à l'interface de friction. Ces sources émettent très brièvement, et les ondes radiées ont toujours la même polarité, bien que leur amplitude varie beaucoup d'un évènement à l'autre. Dans la figure 6.2 sont présentées trois

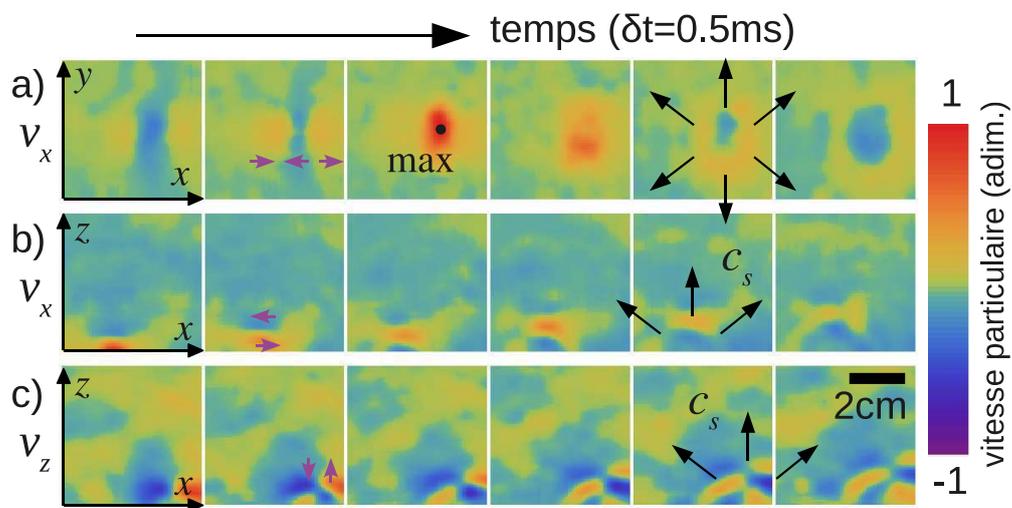


FIG. 6.2: Observation expérimentale d'évènements ayant lieu à l'interface gel/papier de verre lors de la friction. a) observation de la composante  $v_x$  des vitesses, dans le plan  $\mathcal{P}1$  parallèle à l'interface et situé 8 mm au dessus. b) observation de la composante  $v_x$  des vitesses, dans le plan  $\mathcal{P}2$ , vertical et perpendiculaire à l'interface de friction, qui se trouve en bas des images. c) observation expérimentale de la composante  $v_z$  des vitesses dans le plan vertical  $\mathcal{P}2$ . Dans chaque cas les vitesses ont été adimensionnées par la valeur maximum atteinte dans la série d'image. Les flèches mauves dans la deuxième image matérialisent la composante de la vitesse observée, les flèches noires dans l'avant-dernière image matérialisent la propagation de l'onde S. Dans chaque cas les images font  $4,5 \times 4,5 \text{ cm}^2$ .

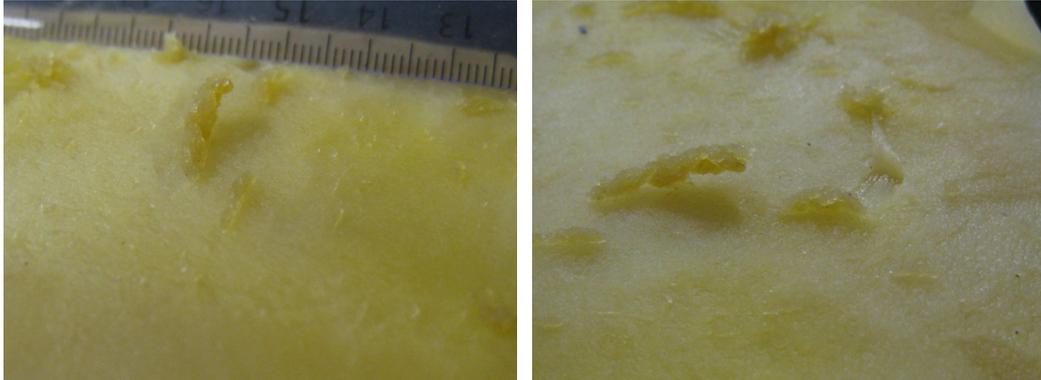


FIG. 6.3: Photographie de l'état de la surface de friction du gel après de nombreux aller-retours en friction sur du papier de verre. On observe de la matière arrachée qui a formé des rouleaux. Sur la photographie de gauche, une règle graduée en centimètres donne l'échelle. La tâche noire en haut à gauche de la photographie de droite est un grain de papier de verre arraché, donnant l'ordre de grandeur de la taille de grain du papier de verre par rapport à la taille des rouleaux. Notons que dans une expérience simple, c'est-à-dire où la surface du gel nettoyée est posée sur le papier de verre et subit juste un aller en friction (friction sur une dizaine de centimètre) la surface est beaucoup moins usée : il y a seulement de petits rouleaux et non pas des gros rouleaux centimétriques comme celui observé dans la photographie de gauche.

observations de ces évènements, selon les trois configurations possibles de la barrette. La première (figure 6.2a) se situe dans le plan  $\mathcal{P}1$ , parallèle à l'interface de friction et situé 8 mm au dessus de celle-ci. On y observe la composante des vitesses parallèle à la direction d'entraînement de la plaque,  $v_x$ . Les vitesses positives correspondent à un sens de déplacement opposé à celui de la plaque et les vitesses négatives à un sens de déplacement dans le même sens que celui de la plaque. Dans les trois premières images, une partie centrale se déplace avec des vitesses négatives, donc dans le même sens que la plaque, et est entourée de deux zones qui se déplacent dans l'autre sens. Puis apparaît dans la zone centrale un pic de vitesses positives (sens opposé à la plaque), qui se transforme en onde circulaire (en fait la coupe d'une onde sphérique) qui se propage à la vitesse des ondes de cisaillement. La durée de la première phase est de quelques millisecondes. La seconde observation (figure 6.2b) est faite dans le plan vertical  $\mathcal{P}2$ , en mettant la barrette sur le bord du gel, de manière à observer la composante horizontale de la vitesse,  $v_x$ . Le bas de cette image se trouve à quelques millimètres de l'interface de friction. On peut y retrouver les deux phases de l'évènement, la première,

avec une partie centrale négative et des branches latérales positives, et la seconde, où se propage une onde de cisaillement dans le volume. On voit bien dans cette configuration que la source des ondes émises est située sur l'interface. Enfin, la troisième configuration de la barrette, sur le dessus du gel, permet de mesurer les vitesses verticales  $v_z$  dans le plan vertical  $\mathcal{P}2$  (figure 6.2c). On observe deux lobes de polarités différentes, qui s'inversent lors de la propagation de l'onde S.

La compréhension de ce schéma de radiation n'est pas directe. Pour comprendre le mécanisme à la source de ces événements, le premier indice est donné par l'état de la surface de friction du gel après quelques expériences. Celle-ci peut s'observer dans les photographies de la figure 6.3. On observe que l'interface de friction a été usée, et que des morceaux de matière ont été arrachés et forment de petits amas qui ont la forme de rouleaux, et dont la taille va jusqu'à une dizaine de millimètres. Nous faisons l'hypothèse que lors de la friction, le gel s'accroche de manière très locale aux grains du papier de verre. Le mouvement relatif entre la plaque et le gel étire alors lentement cette liaison, jusqu'au moment où elle lâche, soit parce que le gel se décroche du papier de verre, soit parce que le morceau de gel accroché au papier de verre se déchire et se détache de la masse du gel. Ce dernier mécanisme explique la formation des rouleaux de matière que l'on retrouve sur la surface à la fin de l'expérience. Lorsque la liaison casse, le gel est brusquement relâché et un mouvement dans le sens opposé à celui de la plaque a lieu qui permet de minimiser la déformation élastique. C'est ce brusque mouvement localisé qui crée le pic de vitesse positif et l'onde S qui en résulte. La phase précédant le pic de vitesse, où le gel se déplace dans le même sens que la plaque, mais plus rapidement que celle-ci reste cependant difficile à appréhender. Cette phase n'est pas la phase de chargement qui se déroule pendant un temps bien plus long et à une vitesse beaucoup plus faible. Nous montrons plus loin comment elle s'explique.

Afin de tester cette hypothèse de décrochage, nous avons réalisé une expérience de décrochage « contrôlée » pour comparer l'émission d'onde à celle observée lors de la friction. Le gel étant posé librement sur une table, nous avons enfoncé une épingle à sa surface et tiré horizontalement afin de charger élastiquement la zone du gel autour de l'épingle. Tout en imageant avec l'im-

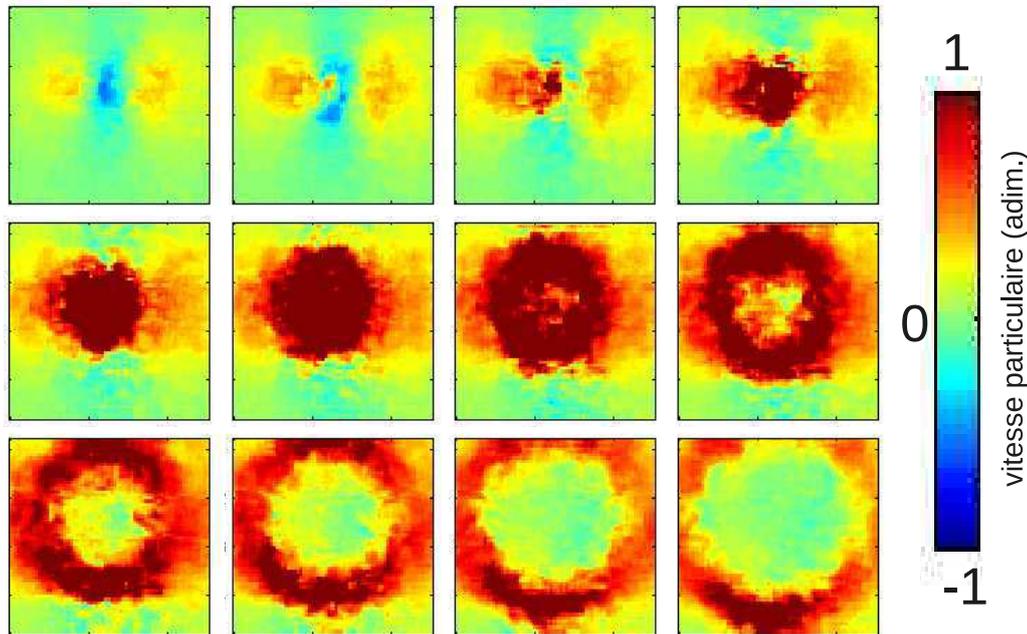


FIG. 6.4: Résultat d'une expérience de décrochage faite avec une épingle. Les images font  $4,8 \times 5 \text{ cm}^2$ . Le schéma radiatif est comparable à celui obtenu lors de la friction (figure 6.2a).

agerie ultrasonore, l'épingle est retirée brusquement et l'onde émise par la relaxation locale est enregistrée. L'enregistrement de  $v_x$  dans le plan horizontal à 8 mm de la surface est présenté dans la figure 6.4, et peut se comparer à l'enregistrement de la figure 6.2a. Les similitudes entre les deux expériences sont fortes ; on retrouve bien une première phase avec un déplacement négatif dans la zone centrale, suivie d'un pic de vitesse et de la propagation d'une onde S. La forme de l'onde émise est plus exactement circulaire dans le cas du décrochage de l'aiguille que dans le cas du décrochage d'une liaison lors de la friction. Nous supposons que cette caractéristique peut être liée à la forme allongée des rouleaux de matière de la figure 6.3. Cette expérience témoin corrobore l'hypothèse selon laquelle la source des événements est due à un mécanisme de décrochage.

Pour mieux comprendre le schéma radiatif observé, une comparaison avec une solution analytique a été faite. Pour cela, deux hypothèses simplificatrices ont été adoptées. La première consiste à supposer que l'onde émise par la relaxation soudaine d'un point d'accroche local à la surface est équivalente à

l'onde émise par une force ponctuelle appliquée à l'interface d'un solide au repos. La deuxième hypothèse consiste à négliger les conditions de bord réelles, et à supposer que l'on peut comparer l'émission due à une force appliquée au sein d'un matériau homogène infini à celle due à une force appliquée à une interface gel-verre, avec un fort contraste de propriétés physiques. La raison qui nous pousse à faire cette hypothèse forte est que la résolution du problème avec prise en compte des conditions est un problème complexe qui n'entre pas dans le cadre de ce travail.

Les déplacements dans le gel considéré comme un solide élastique en réponse à une distribution de force ponctuelle et instantanée  $F\hat{x}_i\delta(x)\delta(y)\delta(z)\delta(t)$  sont donnés par la fonction de Green élastique suivante. Elle exprime au temps  $t$  et à la position  $\vec{r} = (x_i, x_j, x_k)$  la composante  $j$  du déplacement créé par la force appliquée dans la direction  $i$  :

$$G_{ij}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{1}{c_p^2 r} \frac{x_i x_j}{r^2} \delta\left(t - \frac{r}{c_p}\right) + \frac{1}{c_s^2 r} \left(\delta_{ij} - \frac{x_i x_j}{r^2}\right) \delta\left(t - \frac{r}{c_s}\right) + \frac{1}{r^3} \left(\frac{3x_i x_j}{r^2} - \delta_{ij}\right) t \Pi_{r/c_p}^{r/c_s}(t) \right] \quad (6.1)$$

Cette expression se trouve par exemple dans Aki et Richards (2002). La fonction  $\Pi_a^b$  est la fonction porte égale à 1 entre  $a$  et  $b$  et à 0 ailleurs. Cette expression comporte trois termes. Les deux premiers correspondent à l'onde P et l'onde S respectivement, ce qui se traduit par la distribution de Dirac  $\delta(t - \frac{r}{c})$ , non nulle uniquement lorsque  $t$  correspond au temps d'arrivée de l'onde S ou P en  $\vec{r}$ . Ces termes comprennent aussi une partie qui traduit la directionnalité de l'émission des ondes S et P, et un terme d'atténuation en  $1/r$ . Le troisième terme est dit terme de champ proche. Il est dû au couplage entre les ondes P et les ondes S. En un point  $\vec{r}$  du solide, ses effets se font sentir entre le temps d'arrivée des ondes P et celui des ondes S. Son atténuation est en  $1/r^3$ , donc bien plus forte que celle de l'onde S ou P. Cette propriété conduit souvent à le négliger dès lors que l'on considère des zones du solide éloignées de la source, d'où son appellation de terme de champ proche. Cependant, dans le cas d'un solide mou comme le gel utilisé,

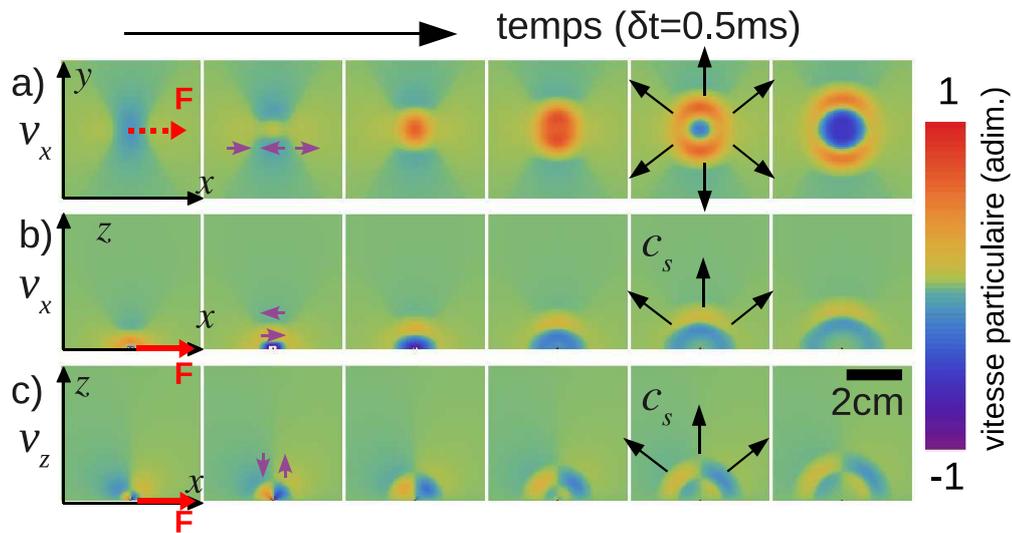


FIG. 6.5: Représentation des vitesses particulières théoriques obtenues en réponse à une force appliquée ponctuellement avec une évolution temporelle gaussienne, en utilisant les valeurs d'élasticité du gel et dans les plans correspondants aux plans d'observation a) la composante  $v_x$  des vitesses, dans le plan  $\mathcal{P}1$  horizontal et situé 8mm au dessus de la source. b) la composante  $v_x$  des vitesses, dans le plan  $\mathcal{P}2$ , vertical et perpendiculaire à la force appliquée. c) la composante  $v_z$  des vitesses dans le plan vertical  $\mathcal{P}2$ . Dans chaque cas les vitesses ont été adimensionnées par la valeur maximale atteinte dans la série d'image. Les flèches mauves dans les deuxièmes images matérialisent la composante observée, les flèches noires dans l'avant dernière image matérialisent l'onde S, et la flèche rouge matérialise la force appliquée.

la grande différence entre les vitesses de propagation  $c_s$  et  $c_p$  rend le temps pendant lequel le terme de champ proche agit bien plus long que dans des matériaux rigides comme des métaux ou des roches. En fait, c'est ce terme de champ proche qui explique la première phase des événements observée. Par exemple dans le plan parallèle qui se situe à 8 mm de l'interface, lors d'un décrochement, l'onde P émise traverse le gel presque instantanément. On observe alors le terme de champ proche jusqu'à ce que l'onde S atteigne le plan d'observation, ce qui prend approximativement 2 ms. C'est donc ce terme qui explique l'observation contre intuitive de la figure 6.2a : lors du relâchement de contrainte, une vitesse particulière parallèle, de même sens et potentiellement plus élevée que la vitesse d'entraînement de la plaque est observée.

Grâce à l'expression analytique de la fonction de Green, dans laquelle nous avons introduit les paramètres élastiques du gel, nous avons calculé les composantes des déplacements dans trois plans correspondants aux plans d'observation. Dans un plan horizontal situé à 8 mm au dessus du point d'application de la source, nous avons calculé la composante  $x$ , et dans un plan vertical contenant la source, la composante horizontale et verticale. Afin de pouvoir représenter les solutions, il faut prendre en compte une source qui ne soit pas un Dirac. Nous avons donc corrélé la fonction de Green à une fonction source temporelle Gaussienne. Les déplacements ont été calculés à des intervalles de temps successifs de 0,5 ms correspondant à la fréquence d'acquisition de l'imagerie de 2000 Hz, puis nous avons tracé les différences entre ces déplacements successifs afin d'obtenir une approximation de la vitesse particulière. Ce processus est l'exact parallèle du traitement effectué lors de l'imagerie, qui fait la différence des déplacements entre deux tirs successifs. Ces résultats analytiques sont présentés à la figure 6.5. L'écart type de la gaussienne source a été ajusté afin de reproduire au mieux l'aspect des données et les amplitudes ont été adimensionnées. La meilleure largeur temporelle est de 0,8 ms, et la première image de chaque ligne de la figure 6.5 est faite 0,5 ms après que le maximum de la gaussienne ait eu lieu à la surface. La ressemblance entre les données expérimentales de la figure 6.2 et la théorie est très bonne et confirme que la source des émissions d'onde observées peut s'expliquer par des évènements de décrochages à la surface du gel.

## **6.2 Étude statistique sur les évènements de décrochage**

### *6.2.1 Construction du catalogue*

Un enregistrement d'une durée de 4,5 s a été effectué dans le plan  $\mathcal{P}1$  parallèle à l'interface de friction, sur une profondeur de 5 cm. Toute la zone observée se trouve au dessus du papier de verre. La taille complète de ces données est de  $63 \times 64$  pas d'espace multipliés par 9000 pas de temps. Afin de réaliser une étude statistique sur les évènements de décrochage, une méthode de détection automatique des évènements a été développée. Pour la mettre en œuvre, nous avons choisi un évènement fort et situé approximativement au centre de la zone observée comme évènement de référence. Cet évènement

a été isolé en espace et en temps, formant un noyau de  $43 \times 45$  pas d'espace et de 13 pas de temps. La matrice des données brutes est corrélée avec cet évènement de référence en trois dimensions, car c'est bien l'évolution temporelle et spatiale qui est caractéristique. Pour effectuer cette corrélation, le noyau a été déplacé sur les données brutes de manière à ce que le centre de l'évènement de référence ne sorte pas du champ d'observation. Ainsi ne sont détectés que les évènements dont le centre est situé dans la zone observée de  $4,5 \times 5 \text{ cm}^2$ . On repère ensuite les maxima de corrélation dans le temps, c'est-à-dire qu'à chaque pas de temps on repère la valeur maximale de la corrélation et si celle-ci est supérieure à celle du pas de temps précédent et suivant, on retient le pas de temps comme un instant où un évènement a eu lieu, et on localise le centre de l'évènement à la position où se situe le maximum de corrélation. Notons qu'avec cette méthode de détection, il est impossible de détecter deux évènements qui auraient lieu exactement au même pas de temps ou espacés d'un unique pas de temps. Dans de tels cas, seul l'évènement le plus fort est pris en compte. On obtient ainsi un premier catalogue qui contient 1658 évènements détectés. Cependant en l'examinant, on remarque qu'il existe beaucoup de faux-positifs, c'est-à-dire des évènements détectés alors qu'il n'y en a pas en réalité.

Pour améliorer le catalogue, une deuxième corrélation est mise en place, avec un nouvel élément de référence. Pour construire cet évènement de référence, tous les évènements du premier catalogue qui se trouvent entièrement dans la zone d'observation sont sélectionnés (on en trouve par exemple 334 sur les données de l'expérience) et moyennés. On conserve uniquement 9 pas de temps pour ce nouvel évènement de référence, dans lesquels l'information essentielle sur l'évolution temporelle est contenue.

On effectue ensuite une deuxième opération de corrélation de ce nouvel évènement de référence sur les données brutes afin d'obtenir un meilleur catalogue. Cette fois-ci la corrélation est normalisée. À cet effet, on construit une matrice correctrice qui est la corrélation de l'évènement de référence avec une matrice de 1 de mêmes dimensions que la matrice des données brutes. La matrice de corrélation normalisée est obtenue en divisant la matrice de corrélation par la matrice correctrice. Les maximums de corrélation normalisée sont détectés de la même manière que précédemment, et on obtient ainsi

## Hétérogénéité des failles

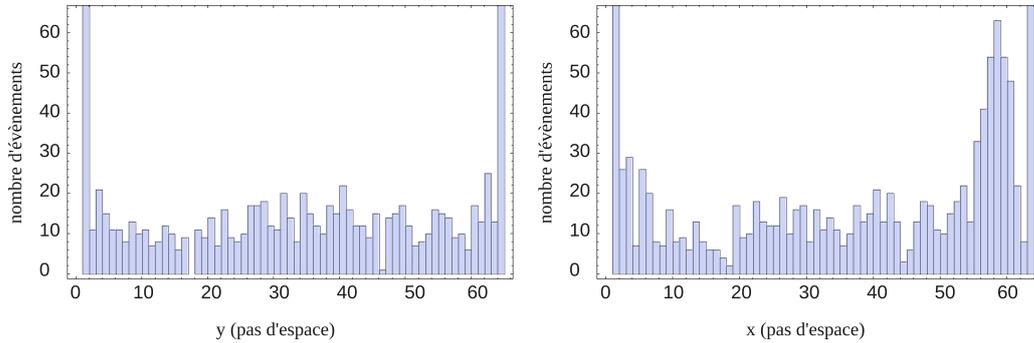


FIG. 6.6: Histogrammes du nombre d'événements en fonction de leurs positions en  $y$  (direction perpendiculaire au glissement) et en  $x$  (direction parallèle au glissement). On remarque deux anomalies, un excès sur les bords, et un manque pour deux valeurs de la position, symétriques par rapport au centre de la zone observée : à 17 et 46 pour la position  $y$  et 18 et 44 pour la position  $x$ . L'excès sur les bords est corrigé en enlevant du catalogue tous les évènements détectés sur les lignes du bord. L'autre défaut n'est pas corrigé.

un nouveau catalogue, qui comporte 1316 évènements.

Un examen de ce catalogue montre qu'il détecte aussi beaucoup de "faux positifs", ceux-ci se trouvant principalement sur les bords de la zone observée. Les histogrammes montrant le nombre d'évènements en fonction de la position en  $x$  et en  $y$  révèlent cette anomalie (voir Figure 6.6). Elle s'explique par le fait que sont souvent détectés sur les bords des évènements qui en fait ont eu lieu en dehors de la zone observée, et l'onde envoyée par ceux-ci est détectée comme un évènement ayant eu lieu sur le bord. Une tentative pour trier ces faux évènements des vrais en utilisant la valeur de la corrélation s'est avérée infructueuse, car cette valeur peut être grande même pour un faux-positif. Afin de ne pas fausser les statistiques en gardant ces fausses valeurs, on élimine du catalogue tous les évènements situés sur les bords. On obtient alors un catalogue contenant 660 évènements.

Sur la figure 6.6, on remarque aussi deux trous dans chacun des histogrammes. Leurs positions correspondent aux positions à partir desquelles l'évènement de référence entier est contenu dans la zone observée. Ceci est donc certainement un artefact dû à la méthode de détection. A priori, ce manque ne fausse pas les statistiques temporelles, car les positions de ces creux n'ont pas un sens spécifique lié à la physique du problème. En d'autres termes, dans l'hypothèse où les évènements détectés sont suffisamment nom-

breux, le manque des données sur ces deux lignes ne devrait pas changer les statistiques. En revanche, ce manque dans la détection indique des défauts dans la méthode de détection des évènements, surtout en ce qui concerne leur localisation. Nous nous sommes tout de même contentés de ce catalogue, en étant conscients de ce biais possible dans la localisation. Notons cependant qu'une comparaison visuelle entre les données et les évènements du catalogue est plutôt satisfaisante. La plupart des évènements sont détectés et il y a peu de faux-positifs.

Nous avons ensuite attribué une amplitude à chacun des évènements du catalogue. Pour cela, pour chaque évènement les données au pas de temps précédent et suivant l'évènement sont examinées conjointement aux données au pas de temps où l'évènement est détecté. Dans une zone spatiale de  $21 \times 21$  pas d'espace autour de la position détectée pour l'évènement, la moyenne des vitesses particulières est faite. Le pas de temps où cette moyenne est maximale est retenu comme le pas de temps où l'on observe au mieux le pic de vitesse particulière (noté par un point noir à la troisième image de la figure 6.2 page 128). Ensuite, à cet instant, on lisse les données en effectuant une moyenne glissante sur une zone de  $3 \times 3$  points, et la valeur maximale de ces données lissées est retenue. On lui ôte la valeur moyenne des vitesses sur la zone entière, à l'instant précédent l'évènement pour obtenir l'amplitude de l'évènement. L'unité de cette amplitude est donc en  $\text{m.s}^{-1}$ , homogène à une vitesse particulière.

### 6.2.2 Statistiques spatiales sur les évènements de décrochage

La figure 6.7 montre la localisation des évènements sur l'interface et au cours du temps. La taille du cercle quantifie les amplitudes des évènements et leur couleur correspond à l'instant où ils ont lieu. On peut remarquer que la répartition spatiale des évènements n'est pas homogène. Certaines zones, par exemple en haut à gauche, ne produisent que très peu d'évènements alors que d'autres sont plus actives. On remarque aussi des essaims d'évènements, c'est à dire des évènements très rapprochés en temps et en espace (ces essaims se repèrent sur la carte par des cercles de même couleur situés au même endroit). Certains points de la surface semblent produire préférentiellement

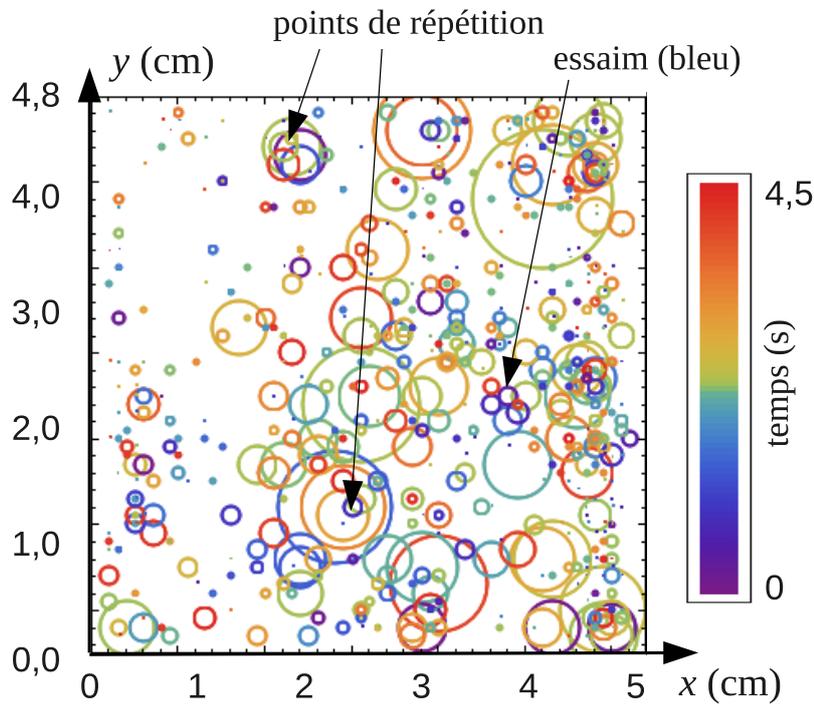


FIG. 6.7: Localisation des événements de décrochage au cours du temps. La couleur des cercles indique le temps où a lieu l'évènement et leur taille leur amplitude relative.

des événements, même à des temps éloignés les un des autres (repérés par des cercles concentriques de couleurs différentes). Ceci pourrait s'expliquer par un défaut de la surface du gel qui s'attache et se détache plusieurs fois de suite. Enfin, nous n'avons pas pu mettre en évidence une évolution globale des événements, comme par exemple une migration. L'étude de la localisation des événements au cours du temps sur la surface montre donc une complexité réelle et naturelle, dont aucun trait caractéristique fort n'a pu être isolé.

### 6.2.3 Statistiques temporelles sur les événements de décrochage

Pendant la durée de l'observation (4,5 s), on fait sur la zone observée une moyenne à chaque instant des vitesses particulières. Ceci donne la vitesse absolue de la portion de gel observée en fonction du temps. Elle est représentée, lissée sur 10 points (5 ms) à la figure 6.8a. On observe des variations relativement périodiques de cette vitesse, avec une période de l'ordre de la seconde. Des phases où la vitesse moyenne est négative alternent avec des phases où

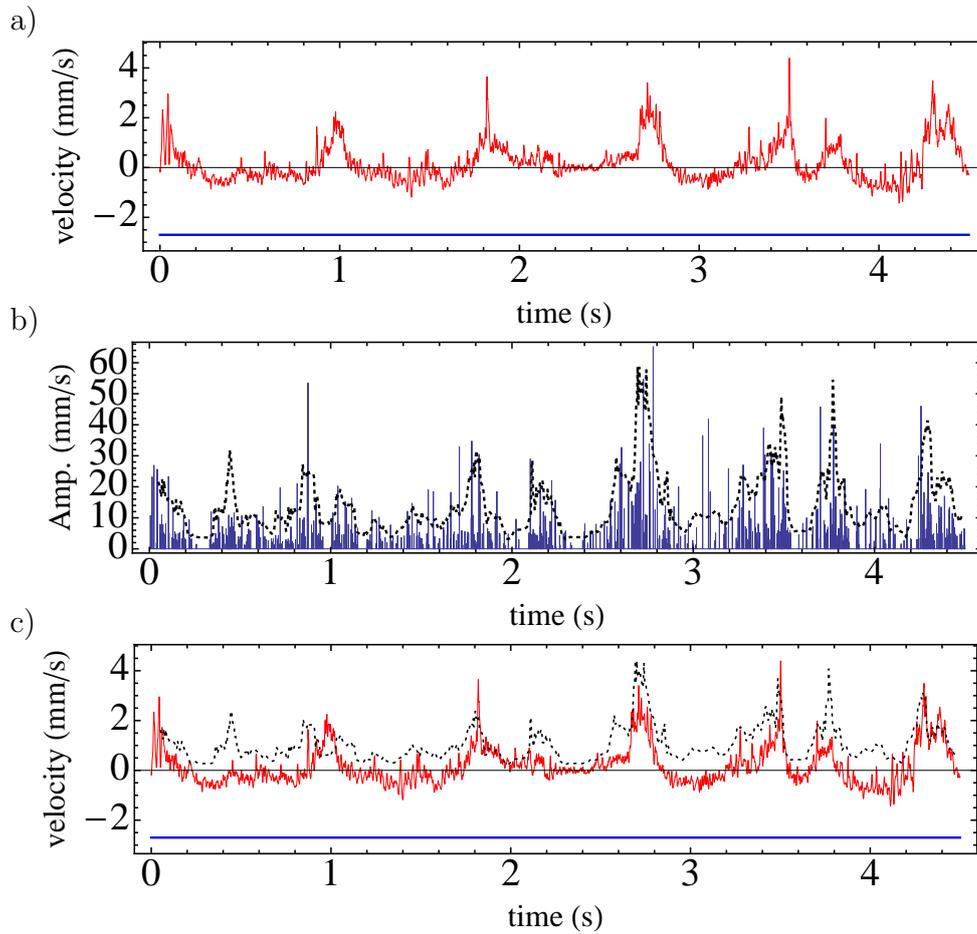


FIG. 6.8: a) Vitesse moyenne de déplacement du gel en rouge et vitesse de la plaque mobile sous le gel en bleu. Lorsque la vitesse du gel est négative, il est en train d'accumuler de la déformation et lorsqu'elle est positive, il la relâche. b) Temps d'occurrence et amplitudes des événements de décrochage observés pendant 4,5 s (traits verticaux bleu). La courbe pointillée est obtenue en moyennant les amplitudes sur des fenêtres glissantes de 30 ms, en attribuant la valeur 0 en amplitude aux instants où il n'y a pas d'évènements. Cette courbe est en unité arbitraire et a été mise à l'échelle pour être comparée aux données d'amplitude. c) Comparaison entre l'activité de décrochage (en noir pointillé, sans unité) et la vitesse du gel (en rouge). La vitesse d'entraînement de la plaque apparaît en bleu.

## Hétérogénéité des failles

elle est positive. Une vitesse négative est dans le sens d'entraînement de la plaque, cela correspond à des périodes où le gel est entraîné par la plaque, donc en phase de chargement. Les vitesses positives sont dans le sens opposé au déplacement de la plaque, elles correspondent donc à des phases où le gel est en train de décharger de la contrainte élastique. Ces phases durent environ 0,2 s, ce ne sont donc pas des événements abrupts de ruptures, mais plutôt des événements de glissement globaux et lents.

Notons aussi que lorsque le gel est en chargement, la vitesse est de l'ordre de  $-0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ , c'est-à-dire une valeur bien inférieure en amplitude à la vitesse d'entraînement qui est de  $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ . Ceci peut avoir deux explications. La première explication serait que le gel et le papier de verre ne sont que partiellement couplés, et donc qu'il y a toujours un glissement entre le gel et le papier de verre, mais plus ou moins important. La deuxième raison possible est liée au fait que le plan d'observation se situe 8 mm au dessus de l'interface de friction. Or le gel est très déformable et les déformations se localisent très près de la surface. Il est donc possible que les déplacements du gel, et par conséquent les vitesses à 8 mm de l'interface ne soient qu'une fraction de ceux subits par l'interface proprement dite. Ces deux facteurs interviennent probablement conjointement en réalité. En effet, comme on peut le constater sur le schéma de la figure 5.2, du côté des transducteurs, la position du gel est complètement contrainte par les armatures de la plaque supérieure et la présence de la barrette, et ce jusqu'à l'interface. À cet endroit le gel est donc maintenu en position fixe alors que la plaque bouge en dessous. Il y a donc forcément glissement. En revanche, le gel fait 18 cm de long, et du côté opposé aux transducteurs, le gel est bien moins contraint et plus libre de se déformer. Visuellement on observe lors des expériences que cette partie du gel évolue en alternance de phase bloqués et glissantes (en mode dit de *stick-slip* en anglais). La zone observée lors de ces expériences est située approximativement au milieu du gel, entre 3 et 8 cm des transducteurs. Le régime observé doit donc être intermédiaire entre le glissement continu du côté des transducteurs et les phases de couplage-découplage complet de l'extrémité opposée. Ceci suffirait à expliquer la faible valeur des vitesses de chargement mesurée, mais il est en fait certain que l'autre raison invoquée (l'atténuation des déformations en s'éloignant de la surface) intervient aussi, car cette

atténuation a été observée sur les mesures de déplacements prises par le capteur optique au point A (voir figure 6.9). Ce capteur mesure les déformations horizontales de l'extrémité du gel qui est libre de se déformer. Il mesure lui aussi quelques millimètres au dessus de l'interface, et alors que l'extrémité du gel est complètement bloquée, les vitesses de déformation mesurées sont plus faible que la vitesse d'entraînement (environ 2 fois moindre). Nous n'avons pas pu quantifier la part de chacun de ces effets, il est donc difficile d'affirmer si dans la zone observée, le gel est ou non complètement couplé à l'interface.

L'examen de la courbe de force, ainsi que de la courbe de déplacement du point A n'a pas montré de corrélation avec la courbe des vitesses de la zone observée. Les phases de chargement-déchargement au milieu du gel ont donc l'air d'être découplées des phases d'accrochage-décrochage de son extrémité libre. Par ailleurs, les variations de la force ne semblent pas être directement reliées non plus à la vitesse dans la zone observée, laissant penser que les causes principales de la force de friction mesurée n'ont pas lieu dans cette zone, ou bien pas de manière évidente. Notons que la qualité de la courbe de force obtenue est plutôt mauvaise, du fait d'un faible rapport signal sur bruit, inhérent au montage d'acquisition. Ce problème a depuis été résolu par l'ajout d'un amplificateur dans le montage expérimental. Un exemple de courbe de force obtenue est montré à la figure 6.9.

Nous avons cherché un lien entre les occurrences des évènements et les phases de glissement du gel. Pour cela, nous avons tracé au cours du temps la courbe de l'amplitude des évènements (6.8b). On peut se rendre compte qu'il y a des périodes de forte activité de décrochage et des périodes plus calmes où les évènements sont moins rapprochés en temps et globalement d'amplitude plus faible. La courbe noire de la Figure 6.8b représente cette activité de décrochage, c'est la moyenne glissante des amplitudes sur 30 ms, en attribuant une amplitude de 0 aux instants où il n'y a pas d'évènement. Cette courbe est en première analyse bien corrélée à la vitesse de déplacement globale du gel (voir Figure 6.8c). Lorsque le gel glisse, on observe des crises d'évènements de décrochage ; Cette correspondance est plutôt naturelle d'un point de vue physique. Elle correspond bien qualitativement aux études théoriques qui analysent la friction en *stick-slip* en supposant que le contact entre deux solides se fait grâce a une population de liaisons élastiques (voir

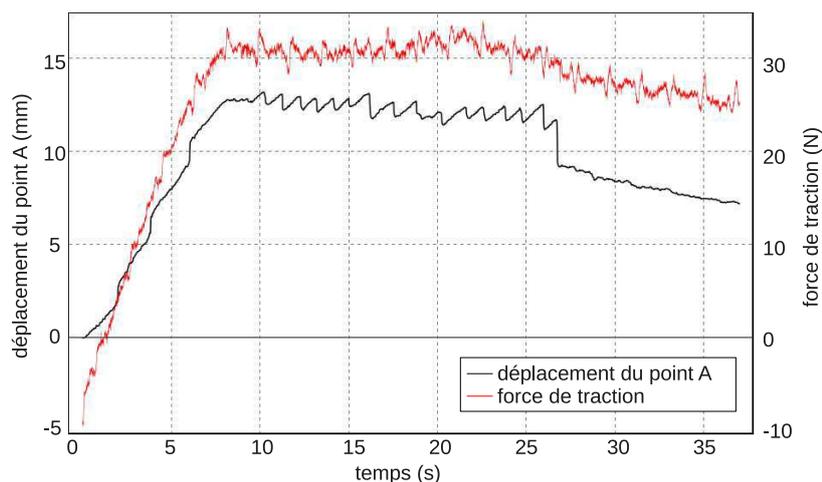


FIG. 6.9: Un exemple des données de force et de déplacement lors de la friction sur le papier de verre. La première partie ascendante des deux courbes montre que le gel accumule de la déformation et de la contrainte élastique. Les sauts dans la courbe de position du point A lors de la montée sont dus à la grande déformation locale du gel à l'endroit où la position est mesurée. Ensuite, la courbe de déplacement du point A montre des montées régulières et des brusques chutes, caractéristiques du comportement en accrochage-décrochage (*stick-slip*) de l'extrémité du gel peu contrainte. Les données de force sont très bruitées (ici elles ont déjà été traitées par filtrage médian puis moyennage), il est difficile d'y isoler avec certitude des sauts de force. De plus, une variation régulière est présente dans la courbe qui est due au système de traction et non à la friction avec le gel. Cette variation se retrouve en effet sur des courbes de force faites à vide. À partir de 27 s ce comportement de stick slip de l'extrémité s'arrête et la déformation se relaxe lentement, ainsi que la courbe de traction. Cette dernière phase commence quand l'extrémité du gel atteint la fin de la bande de papier de verre. Elle se retrouve alors en contact avec le verre sur lequel elle glisse régulièrement. La surface du gel en contact avec le papier de verre diminue alors au fur et à mesure que la plaque avance ce qui explique la diminution de la force de traction. Ces données ne sont pas celle de l'expérience dont on analyse les statistiques dans le texte, mais celles d'une expérience identique.

par exemple Braun et Peyrard (2010)). Dans ce modèle le glissement est dû à une instabilité de groupe des liaisons élastiques qui cèdent toutes en même temps. Cependant la comparaison reste pour l'instant qualitative.

En deuxième analyse, on peut remarquer que bien que la tendance générale des courbes de vitesse du gel et d'activité de décrochage soit corrélée, il y a des défauts dans cette corrélation. Le coefficient de corrélation entre les deux séries de données est de 0,67. En effet, on peut se rendre compte que l'amplitude des pics d'activité et l'amplitude des pics de vitesse ne sont pas directement reliées. Par exemple les pics d'activité à 4,5 s et 4,8 s ont une amplitude similaire alors que le pic de vitesse associé pour le premier pic est bien plus grand que pour le deuxième. En fait, il y a même des pics d'activité de décrochage sans glissement lent associé, par exemple au temps 0,5 s ou 2,2 s.

Cette relation entre les glissements lents à l'échelle de tout l'échantillon et les évènements de décrochage qui se développent à une échelle temporelle et spatiale beaucoup plus courte rappelle des observations faites sur des failles à l'échelle de la Terre. Dans certaines zones de subduction (Dragert *et al.* (2001)), des évènements de glissement lents ont été observés récemment grâce à des mesures par GPS. Ces évènements relâchent la même énergie élastique que des séismes de forte magnitude, mais en relaxant la déformation sur quelques semaines ou mois, plutôt que sur quelques secondes comme c'est le cas dans des séismes « classiques ». Or, il a été observé à Cascadia (Rogers et Dragert (2003)) que ces glissements lents sont accompagnés de crises de tremors. Les tremors sont des signaux sismiques très faibles dont les mécanismes à la source ne sont pas connus (Obara (2002); Schwartz et Rokosky (2007); Rubinstein *et al.* (2010)). Il est peu probable que les mécanismes à leurs sources soient comparables aux évènements de décrochage observés dans le cas du gel, mais cependant dans les deux cas un glissement lent à large échelle spatiale est corrélé avec des crises d'évènements à plus petite échelle spatiale et temporelle. De plus, la corrélation faible se retrouve dans les deux cas : comme dans l'expérience, dans les zones de subductions des crises de tremors peuvent avoir lieu sans qu'un glissement significatif ne soit observé en surface (Kostoglodov *et al.* (2010)).



## Chapitre 7

---

Étude de la friction des gels hydro-organiques  
sur du verre avec une monocouche de sable  
intermédiaire

---



### 7.1 *Observation de ruptures dynamiques intersoniques*

Une deuxième série d'expérience a été menée à bien, en modifiant l'interface de friction. Dans ces expériences, nous avons créé une monocouche de grains de sable à la surface du gel, qui est ensuite posée directement sur la vitre qui recouvre la plaque mobile. Pour créer cette monocouche de grain de sable, une face du gel est posée à la surface d'un récipient rempli de sable, puis le gel est soulevé. Le gel étant humide, des grains de sable restent collés à sa surface par capillarité, formant une monocouche de grains uniformément répartis (voir photographies à la figure 7.1). Cette couche est dense et le gel n'entre pas en contact directement avec la vitre ; les contacts se font par l'intermédiaire des grains de sable. Les grains de sable restent solidaires du gel pendant le glissement, la friction qui intervient est donc celle des grains de sable sur le verre. Cette friction, mesurée au niveau macroscopique est plus faible que la friction entre le gel et le papier de verre. La mesure des forces de traction après la phase de chargement donne des valeurs allant de 28N à 35N pour la friction de gel sur le papier de verre. Dans le cas de la friction du sable contre la vitre, les forces maximales obtenues varient plutôt entre 20 et 29 N selon les expériences. Ceci, en prenant en compte le poids de la plaque supérieure et celui du gel (40,7 N en tout) donne une estimation très grossière d'un coefficient de friction d'environ  $0,8 \pm 0,1$  dans le cas du papier de verre et de  $0,6 \pm 0,1$  dans le cas de la monocouche de sable.

Dans cette configuration, quand on met la plaque en mouvement, une première phase où le gel accumule de la déformation et de la contrainte est suivie d'une deuxième phase où le gel alterne des glissements brusques avec des phases de chargement où l'interface est collée. Ce comportement affecte toute l'interface et non plus uniquement l'extrémité libre comme précédemment. Lors de ces glissements, l'observation par interférométrie révèle l'existence de fronts de rupture qui se propagent sur l'interface. Des exemples de ces fronts se trouvent à la figure 7.2. À la figure 7.2a, On peut voir la propagation d'un front de rupture imagée dans le plan  $\mathcal{P}1$ , parallèle à l'interface de friction. Le front part du côté contraint du gel et se propage vers le côté le moins contraint. Ce comportement se retrouve pour tous les fronts de ruptures que nous avons observés. Cette direction de propagation corre-

*Hétérogénéité des failles*

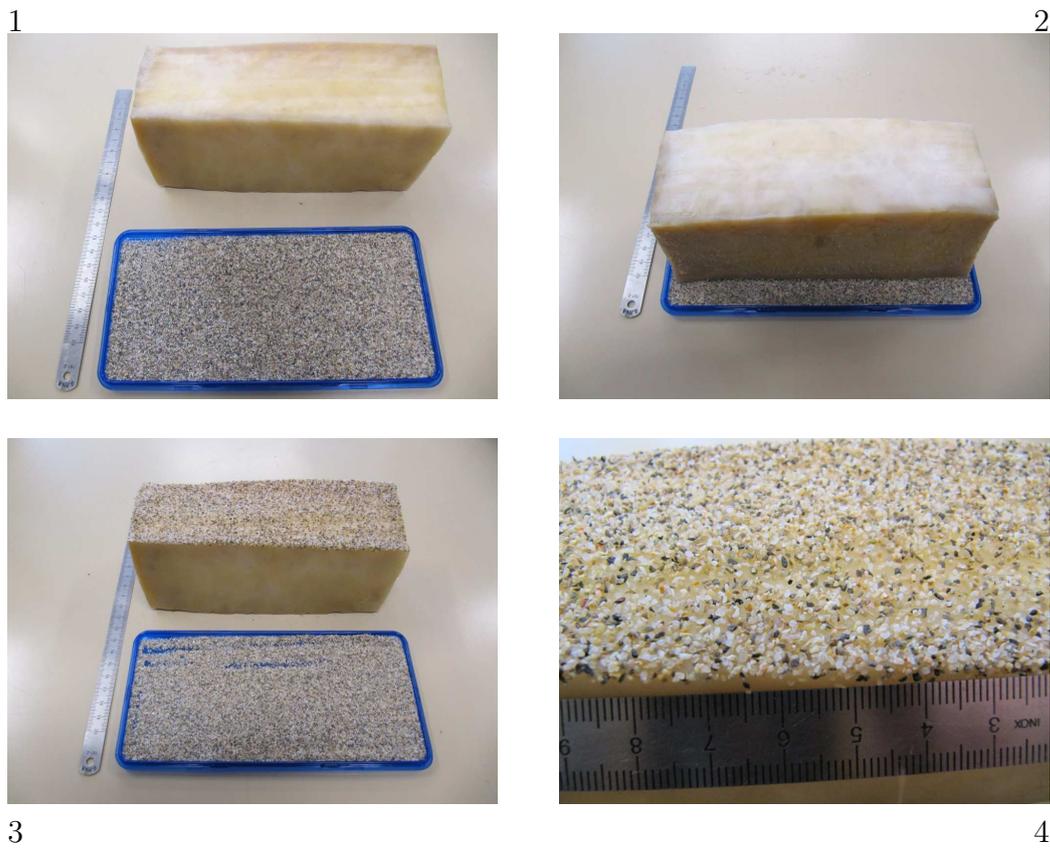


FIG. 7.1: Photographies montrant comment la couche de sable est obtenue ainsi que son aspect.

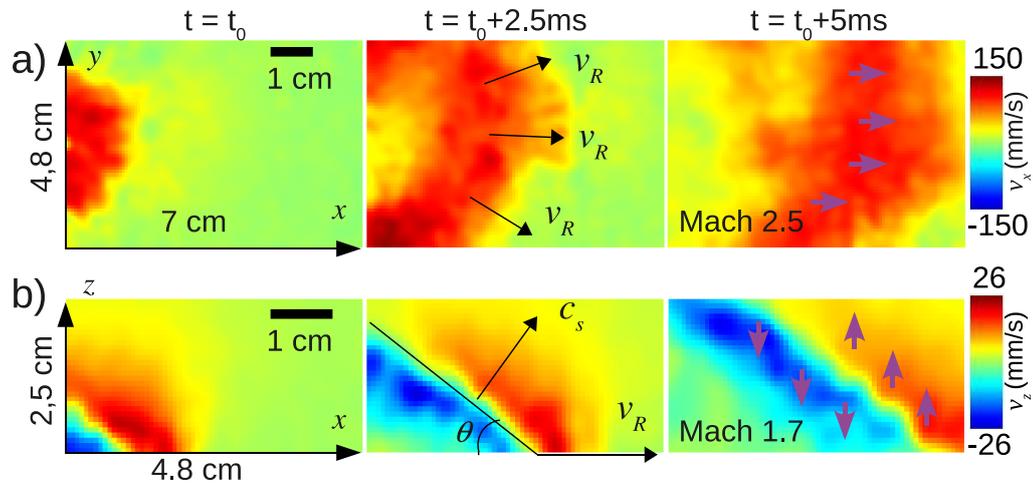


FIG. 7.2: Observation de fronts de glissement lors de la friction du gel sur le verre par l'intermédiaire d'une monocouche de sable. a) Observation dans le plan  $\mathcal{P}1$  des vitesses particulières dans la direction  $x$ . b) Observation dans le plan  $\mathcal{P}2$  des vitesses particulières dans la direction  $z$ . Les flèches mauves matérialisent dans chaque cas la direction des vitesses particulières. Les deux figures ont une échelle spatiale différente.

spond à celle proposée par Anooshehpour et Brune (1999), c'est-à-dire que le front de rupture se propage dans le même sens que celui de la vitesse des particules dans le milieu le plus mou. La plupart des fronts de rupture balayent l'interface de friction en avançant dans une direction relativement parallèle à  $x$ , c'est-à-dire dans la longueur de gel et non pas dans sa largeur. Certains fronts de rupture ne traversent pas entièrement l'interface et s'arrêtent avant d'atteindre l'extrémité libre. Les fronts de glissement sont observés pour toute la gamme de vitesse d'entraînement dont nous disposons, c'est à dire de  $1 \text{ mm.s}^{-1}$  à  $9 \text{ mm.s}^{-1}$ . Plus la vitesse d'entraînement est élevée, plus les glissements sont rapprochés en temps. Quand elle est trop élevée et que les évènements de glissement sont très rapprochés en temps, il devient difficile de les distinguer les uns des autres, et les ondes qu'ils émettent dans le gel se mélangent avec les ondes émises par les évènements précédents et réfléchies aux bords du gel. Nous avons donc effectué la plupart des observations à la vitesse d'entraînement de  $1 \text{ mm.s}^{-1}$ .

La figure 7.2b montre une observation d'un front de rupture faite dans le plan  $\mathcal{P}2$ , perpendiculaire à l'interface de friction. On y voit l'onde émise

## *Hétérogénéité des failles*

dans le gel par la propagation du front de rupture à l'interface (située au bord inférieur des images de la figure 7.2b). Nous avons mesuré les vitesses de propagation dans cette configuration, en mesurant la vitesse de la source de l'émission sur l'interface. Les vitesses mesurées sont comprises entre  $4 \text{ m.s}^{-1}$  et  $14 \text{ m.s}^{-1}$ , avec une précision estimée à environ  $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ .

Ces valeurs doivent être comparées à la vitesse des ondes de cisaillement dans le gel. Celle-ci a été mesurée grâce à l'imagerie par interférométrie. Une impulsion est appliquée à la surface du gel, l'onde S produite est enregistrée et sa vitesse de propagation est mesurée :  $c_s = 4,1 \pm 0,2 \text{ m.s}^{-1}$ . Les fronts de rupture observés se propagent donc plus rapidement que la vitesse des ondes de cisaillement. Ceci explique la forme caractéristique de l'onde S qui se propage dans le milieu. Elle prend la forme d'un front d'onde de Mach, qui apparaît très clairement à la figure 7.2b et qui forme un angle  $\theta$  avec l'interface. Cet angle est théoriquement relié à la vitesse du front de rupture  $v_R$  par la relation géométrique :

$$\sin \theta = \frac{c_s}{v_R} \quad (7.1)$$

Nous avons conduit deux expériences d'une durée de 7,5 s chacune durant lesquelles nous avons observé une vingtaine d'évènements de glissement traversant totalement l'interface. Les évènements sont repérés de la manière suivante : à chaque pas de temps la somme des carrés des vitesses particulières est calculée, donnant une grandeur qui s'apparente à une énergie cinétique dans le plan d'observation. La courbe de cette valeur en fonction du temps est représentée en noir à la figure 7.3, pour la première des deux expériences. Les pics de cette courbe correspondent au passage d'un front de rupture. On observe en moyenne 1 à 3 évènements par seconde. L'examen des données d'interférométrie ultrasonore révèle que certains évènements sont multiples, c'est-à-dire qu'on peut observer deux ou trois fronts de glissement qui se suivent à un intervalle de quelques dizaines de millisecondes, un écart bien plus faible que le délai moyen entre les évènements. Tout les fronts ne traversent pas entièrement la zone d'observation.

Pour chacun des fronts qui traversent entièrement la zone observée, l'angle  $\theta$  et la vitesse de rupture  $v_R$  sont mesurés de la manière suivante. Pour

mesurer l'angle, un instant est choisi où le front d'onde de Mach est bien visible, en général quand le front de rupture arrive à l'extrémité de la zone d'observation (voir 7.4). Par lissage suivi d'une dérivation spatiale, le maximum du gradient horizontal des vitesses particulières est repéré sur chaque ligne (points noirs sur la figure 7.4). Ces points sont ensuite interpolés par une droite, dont le coefficient directeur permet de remonter à la valeur de l'angle  $\theta$ . Pour mesurer la vitesse de propagation du front sur l'interface, les valeurs des vitesses sur la ligne correspondant à l'interface sont reportées au cours du temps. Ceci donne des diagrammes temps-espace tels que celui représenté à la figure 7.4. À nouveau, pour chaque pas d'espace l'instant où le gradient temporel est maximum est repéré, puis on interpole linéairement ces points. La pente de la droite donne accès à la vitesse de rupture.

L'ensemble de ces mesures est rassemblé dans la figure 7.5, où l'on peut vérifier la relation géométrique 7.1. La relation est assez bien vérifiée. Un point situé aux coordonnées  $(v_R, 1/\sin\theta) = (14, 1 \text{ m.s}^{-1}, 2, 0)$ , qui se trouvait largement à l'écart de la courbe théorique, a été ôté de cette figure. Il est possible qu'un tel écart puisse être expliqué par un front de rupture se propageant dans une direction très en dehors du plan d'observation. La vitesse de rupture mesurée serait alors une vitesse apparente. Ce biais est d'ailleurs présent dans toutes les mesures, mais les observations dans le plan parallèle à la surface montrent que la majorité des événements se propagent dans une direction parallèle au plan d'observation  $\mathcal{P}2$ , ce qui doit le minimiser dans la plupart des cas. Notons cependant que des vitesses de rupture de l'ordre de  $14 \text{ m.s}^{-1}$  sont tout à fait possibles et ont été mesurées de manière certaine lors d'observations dans le plan  $\mathcal{P}1$  parallèle à l'interface. Rappelons que la vitesse des ondes P est d'environ  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui forme une limite haute théorique bien plus élevée que toutes les vitesses mesurées.

Dans la figure 7.5, une concentration des vitesses de rupture autour de la valeur  $\sqrt{2}c_s$  apparaît. Rappelons que dans la théorie de la rupture dynamique, cette vitesse particulière marque, pour les ruptures à vitesse constante la seule valeur de vitesse intersonique possible. Pour les ruptures à vitesse de propagation variables, c'est la vitesse limite au dessus de laquelle les ruptures s'auto-entretiennent. Ces résultats théoriques sont cependant difficilement transposables directement à notre cas, car nous n'étudions pas

## Hétérogénéité des failles

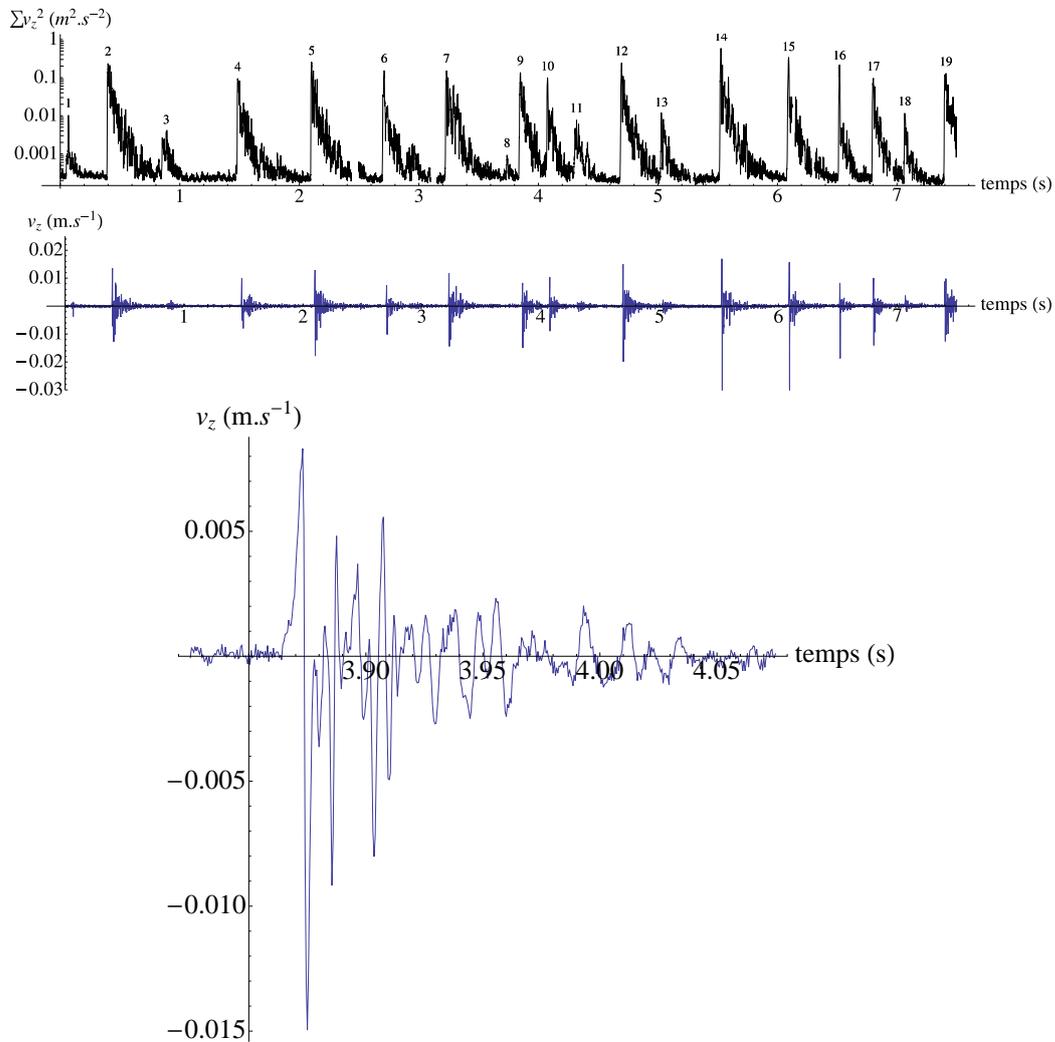


FIG. 7.3: Enregistrements pendant 7,5 s lors d'une expérience de glissement du gel sur le verre par l'intermédiaire d'une couche de sable. La courbe noire montre la somme des carrés des vitesses particulières sur toute la zone observée à chaque instant. Les pics de cette courbe, numérotés, correspondent à des événements de glissements (l'échelle verticale est logarithmique). La plupart de ces événements peuvent se retrouver sur les simogrammes, dont un exemple mesuré à 1 cm de la surface et au milieu de la zone d'observation (voir localisation figure 7.4) est donné par la courbe bleue. Un zoom est fait sur le simogramme de l'évènement n°9 (courbe bleue du bas).

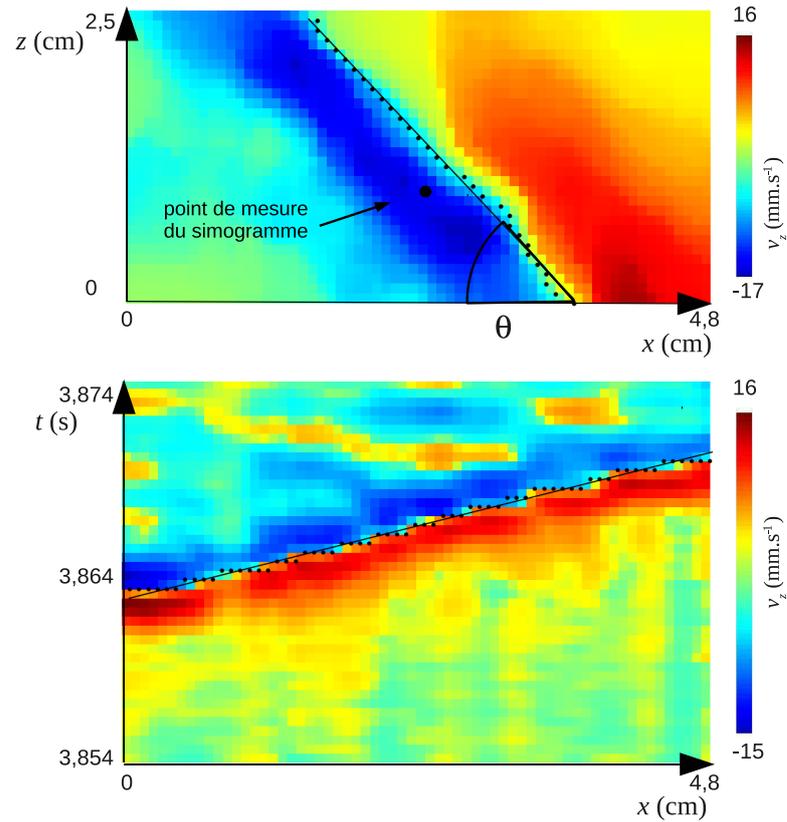


FIG. 7.4: Mesure de l'angle  $\theta$  et de la vitesse sur l'évènement n°9 repéré à la figure 7.3. L'image du haut est une représentation du front d'onde de Mach à un instant choisi, qui permet de mesurer l'angle  $\theta$ . L'image du bas est une représentation de l'évolution de la ligne correspondant à l'interface au cours du temps. Les points noirs sont positionnés au maximum de variation sur chaque ligne et la courbe noire est leur interpolation linéaire. Pour cet évènement, on obtient une mesure de l'angle  $\theta = 47^\circ$  et une mesure de la vitesse de rupture  $v_R = 5,9 \text{ m.s}^{-1}$ . Des incertitudes sur ces mesures proviennent du choix de l'instant auquel on mesure  $\theta$  et du choix de la ligne sur laquelle on mesure  $v_R$  (la position de l'interface n'est pas connue au pixel près).

ici la rupture d'un solide fragile : il y a une asymétrie des propriétés élastiques de part et d'autre de la faille qui peut jouer un rôle important dans le processus de rupture (Andrews et Ben-Zion (1997); Ampuero et Ben-Zion (2008)). Nous mesurons cependant des vitesses de rupture inférieures et largement supérieures à  $\sqrt{2}c_s$ . Pour les vitesses de rupture les plus basses, la précision des mesures de vitesse ne permet pas de dire avec certitude si elle sont plus élevées que  $c_s$  ou comprises entre la vitesse de Rayleigh et la vitesse des ondes de cisaillement. Cependant, l'émission d'un front d'onde de Mach semble indiquer qu'elles sont bien légèrement plus élevées que la vitesse des ondes de cisaillement.

Nous n'avons pas observé d'évènement de rupture qui soit avec certitude plus lent que la vitesse des ondes de cisaillement. Pour expliquer cette caractéristique, il serait intéressant de connaître la valeur du paramètre  $S = (\mu_0 - \mu_s)/(\mu_s - \mu_d)$ . Malheureusement nous ne pouvons pas accéder à ces informations en l'état actuel de l'expérience. Nous pouvons cependant remarquer que la surface de friction constituée ici du contact entre la plaque de verre lisse et la couche de sable est plutôt lisse et homogène (voir figure 7.1). Cette configuration rappelle les observations à l'échelle de la terre, où les ruptures intersoniques semblent intervenir sur de grandes failles peu ou pas segmentées (Bouchon *et al.* (2010)). Comme les résultats numériques présentés à la section 100 ont montré que des hétérogénéités assez fortes pouvait bloquer la propagation intersonique, nous avons dans la suite cherché à mettre en évidence ce comportement de manière expérimentale en ajoutant des hétérogénéités à la surface de friction.

### 7.2 Effet d'hétérogénéités sur la surface de friction

Afin d'étudier l'effet d'hétérogénéités sur le processus de rupture, nous avons introduit des hétérogénéités à l'interface de friction. Pour cela, avant de poser le gel recouvert de la couche de sable sur la vitre, nous avons disposé sur celle-ci de petits graviers (de taille comprise entre 3 et 6 mm environ). Les graviers ont été disposés de manière régulière, espacés d'environ 1,5cm (voir photographie figure 7.6). L'examen des positions des graviers avant et après le glissement montre que les graviers se déplacent avec le gel. Seule la

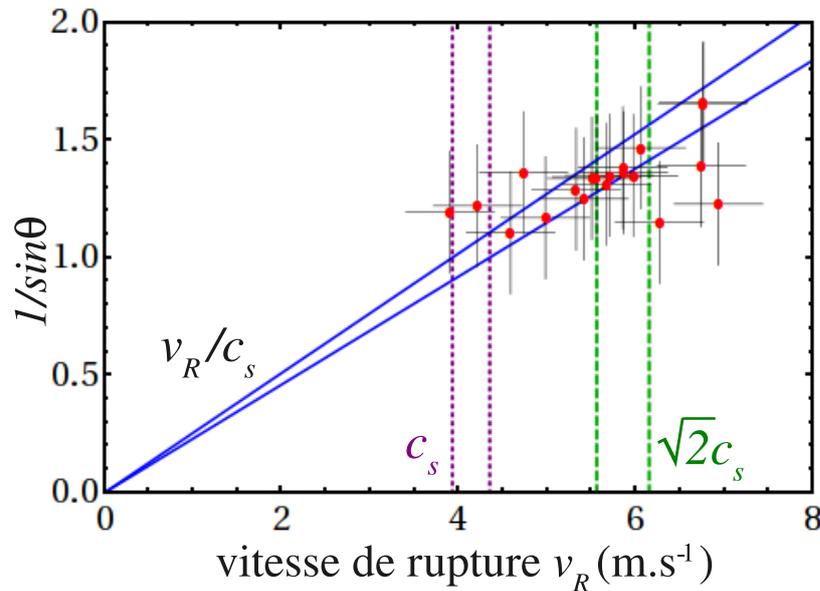


FIG. 7.5: Vérification de la relation de Mach avec les données des deux expériences de 7, 5s. Les droites bleues montrent la relation théorique (équation (7.1)). Les droites violettes montrent la valeur de  $c_s$  et les droites vertes la valeur  $\sqrt{2}c_s$ . Deux droites sont présentes à chaque fois qui correspondent aux valeurs extrêmes prenant en compte les incertitudes sur  $c_s$  :  $c_s = 4,1 \pm 0,2 \text{ m.s}^{-1}$ .

moitié de l'interface de friction la plus éloignée du côté contraint du gel a été ainsi traitée, l'autre restant vierge. Ainsi, sur la première moitié du gel où naissent les événements de glissement, l'interface de friction est une interface verre/sable. Sur l'autre moitié, c'est une interface verre/sable-graviers. Le but de cette disposition est de pouvoir observer directement l'évolution de la vitesse de rupture lorsque celle-ci entre dans une zone plus hétérogène. Cela permet de s'affranchir du fait que les événements de glissement ne sont pas reproductibles, ce qui empêche de les comparer un à un.

Nous supposons que la friction des graviers sur le verre est comparable à la friction du sable sur le verre, et que les hétérogénéités proviennent du fait que les graviers étant plus gros, le gel est plus comprimé directement au dessus d'eux. Ils subissent donc une force normale plus importante que les zones recouvertes de sable et forment des zones plus difficiles à faire glisser, assimilables à des barrières. Notons que pour assurer un bon contact en tout point, nous avons dû augmenter la contrainte normale en ajoutant des

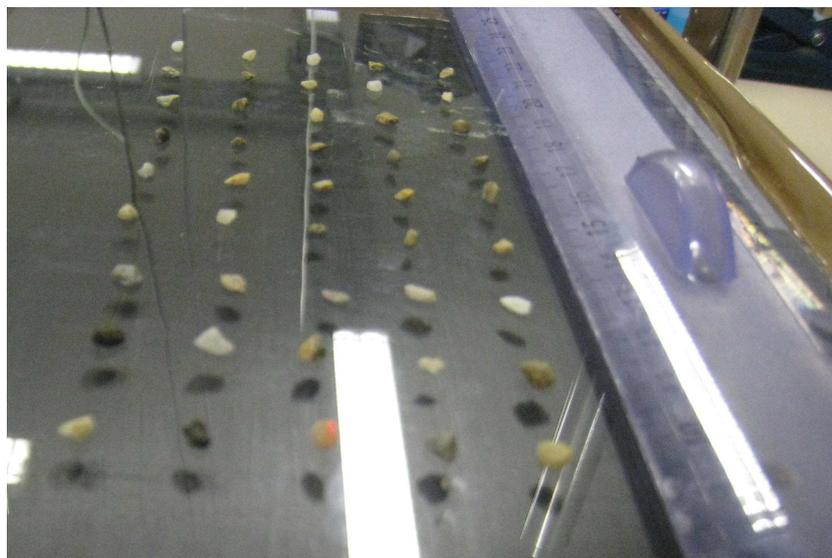


FIG. 7.6: Disposition de petits graviers sur la vitre pour créer une interface de friction hétérogène.

pois sur la plaque supérieure. Les résultats de ces expériences ne sont donc pas directement comparables à ceux décrits précédemment. Une expérience témoin a donc été réalisée avec une interface homogène verre/sable et la même contrainte normale. Pour observer les détails de la propagation du front de rupture, nous avons enregistré les vitesses particulières dans le plan  $\mathcal{P}1$  parallèle à l'interface. La zone d'observation est longue de 10 cm et large de 4,8 cm, et la limite entre la zone homogène et la zone hétérogène se trouve au milieu de la zone d'observation.

A la figure 7.7 sont représentées les évolutions dynamiques de deux événements de rupture, l'un avec une interface homogène verre/sable et l'autre avec une interface hétérogène sur la moitié droite. Pour les deux ruptures, le front commence à se propager à gauche et présente une largeur et une forme plutôt régulières. Dans le cas homogène, l'aspect régulier du front de rupture est conservé pendant toute la propagation. Dans le cas où des hétérogénéités sont présentes, le front de rupture est freiné et le processus de rupture devient beaucoup plus complexe. Dans la partie supérieure, le front semble continuer à se propager en s'atténuant fortement. Dans la partie inférieure, on distingue le contournement d'une barrière par le front de rupture. Lorsque

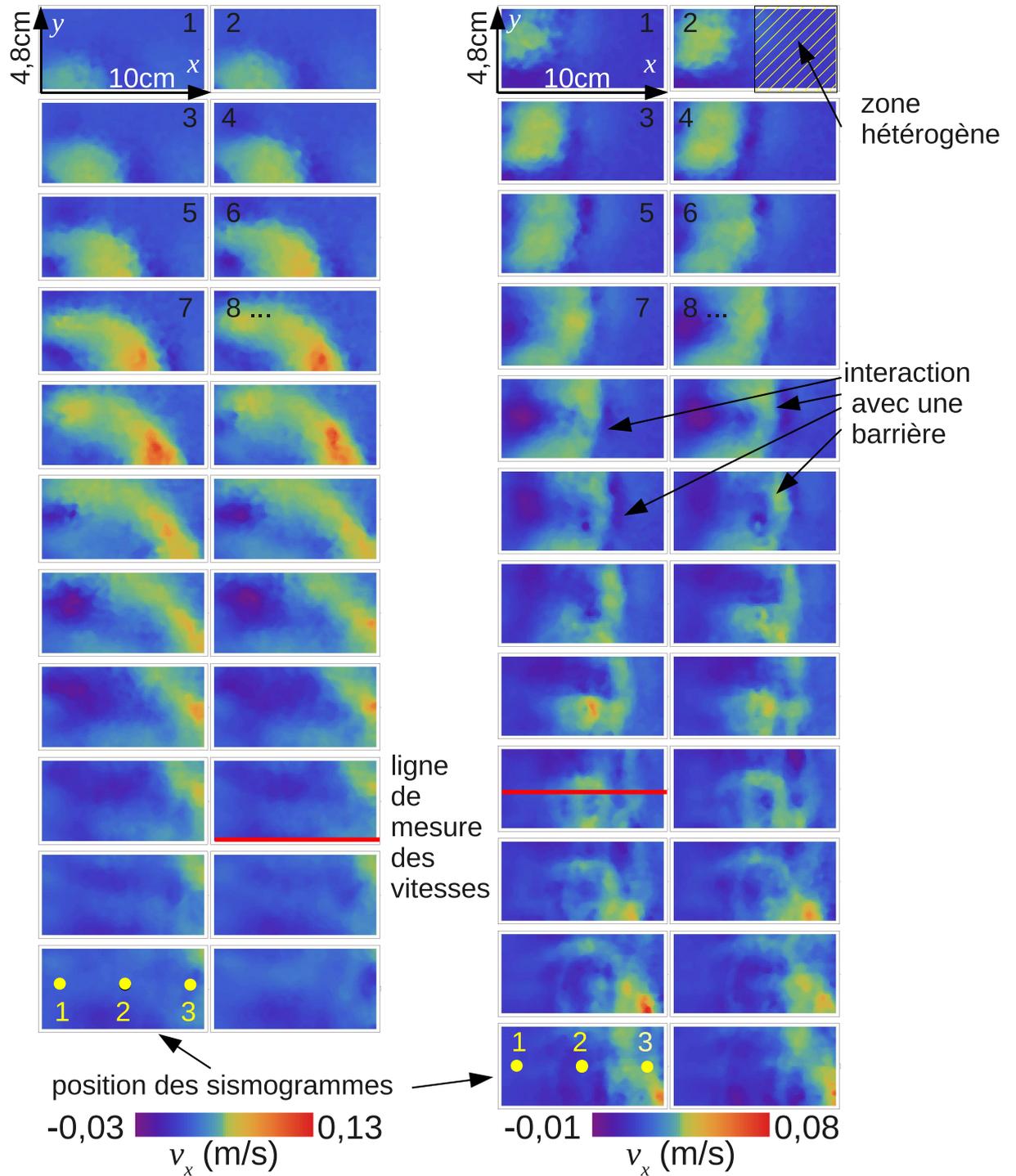


FIG. 7.7: Comparaison de deux évènements de rupture. À gauche : une rupture sur une interface homogène verre/sable. À droite : une rupture sur une interface hétérogène à partir de sa moitié. La complexité du front de rupture développée par interaction avec les hétérogénéités est bien visible. Le pas de temps entre chaque image est de 0,5 ms. Les lignes noires horizontales matérialisent les lignes sur lesquelles sont faites les mesures de vitesse de la figure 7.8 et les trois points noirs les points d'où sont extraits les simogrammes de la figure 7.9.

## Hétérogénéité des failles

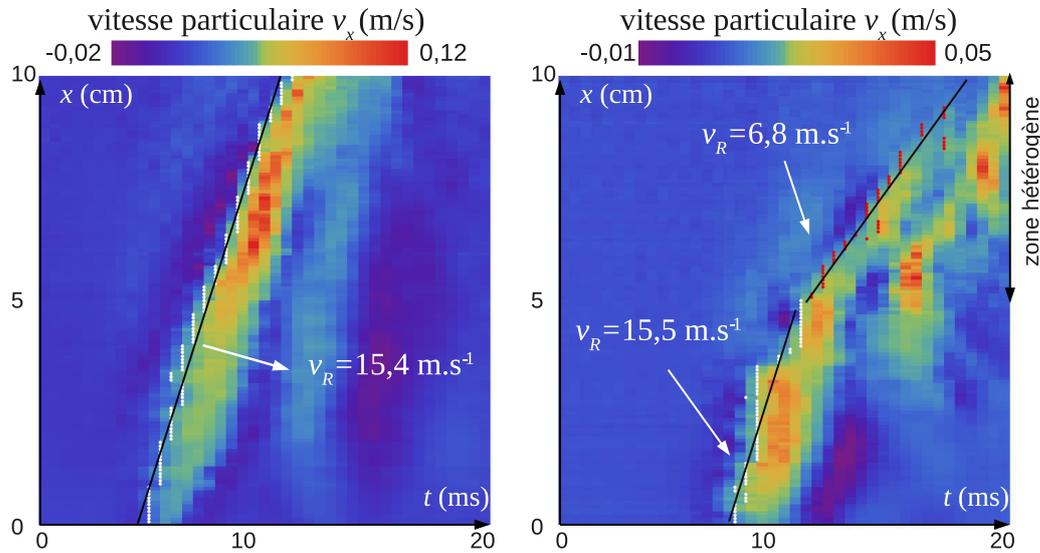


FIG. 7.8: Mesure des vitesses de rupture dans le cas homogène (à gauche) et dans le cas hétérogène (à droite). L'évolution de la vitesse particulière sur la ligne indiquée à la figure 7.7 est représentée et permet de visualiser la vitesse de rupture. Un ralentissement, dû aux hétérogénéités, apparaît clairement, ainsi qu'un dédoublement du front dans la zone hétérogène. Les points blancs et rouges représentent sur chaque ligne le temps où la variation temporelle est maximale. Les droites noires sont les interpolations linéaires de ces points et donnent les mesures de vitesses indiquées.

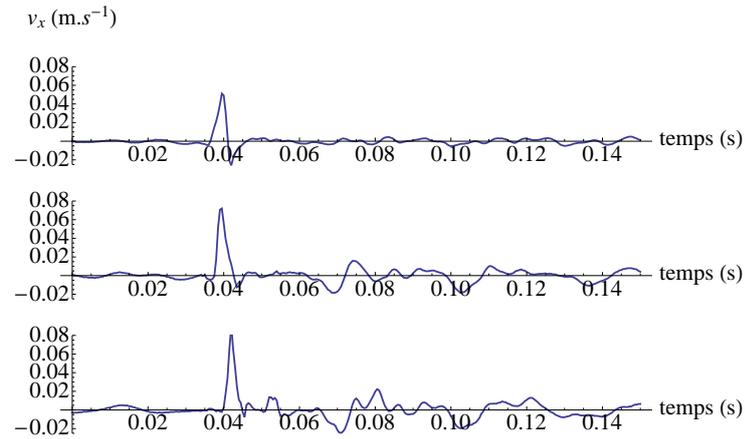
cette barrière lâche, un deuxième front de rupture se crée qui suit le premier. On distingue de plus des ondes émises par les barrières lorsqu'elles lâchent. Cette observation expérimentale de l'interaction d'un front de rupture avec des barrières est très intéressante. Le processus de contournement d'une barrière a été observé lors de simulations numériques Madariaga et Olsen (2000). Nous en donnons ici une observation expérimentale.

Nous avons mesuré les vitesses de propagation dans les deux cas. Dans le premier cas nous avons représenté l'évolution des vitesses particulières sur la ligne du bas de la zone d'observation, pour se situer sur une ligne raisonnablement perpendiculaire au front de rupture. Dans le second cas nous avons choisi la ligne du milieu. Les deux diagrammes espace-temps sont représentés à la figure 7.8. On y retrouve pour le cas homogène une vitesse de propagation constante lors de la propagation, estimée à  $15 \pm 2 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans le cas hétérogène, on retrouve la régularité du front de rupture jusqu'à la moitié de la propagation, qui est ensuite brisée lors du passage dans la zone

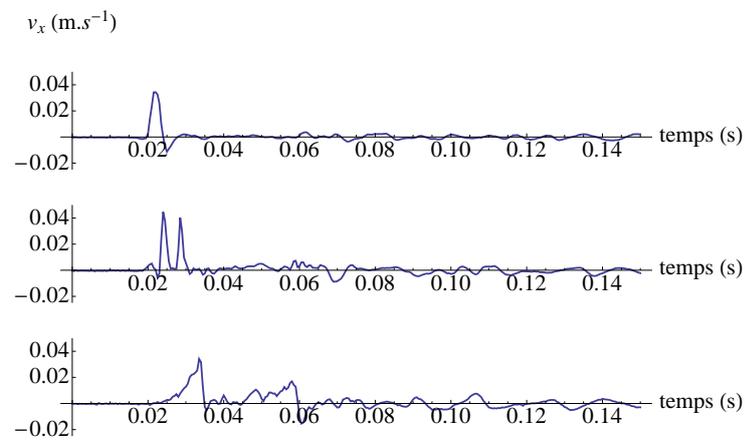
hétérogène. On peut observer le dédoublement du front de rupture et le ralentissement général du processus, qui passe d'une vitesse de  $16 \pm 2 \text{ m.s}^{-1}$  à une vitesse de  $7 \pm 2 \text{ m.s}^{-1}$ , c'est-à-dire qui est réduite de moitié. Bien que la vitesse de rupture dans la zone hétérogène ne soit pas devenue inférieure à  $c_s$ , un fort ralentissement est observé qui est dû aux hétérogénéités. Ce comportement est en accord avec les résultats numériques de la section 4.6 page 98, où nous avons montré que dans certains cas, la présence d'hétérogénéités peut conduire une rupture intersonique à ralentir fortement pour se propager à une vitesse inférieure aux ondes de cisaillement.

Enfin, les sismogrammes ont été extraits pour chacun des deux cas, en trois points signalés dans la figure 7.7. Ils sont représentés à la figure 7.9. Dans le cas homogène, on observe que le pic de vitesse devient de plus en plus haut et étroit à mesure de la propagation. Ce comportement s'observe aussi lors de simulations numériques sur des failles homogènes. Au cours de la propagation, la zone d'affaiblissement se contracte, et le glissement se fait dans un temps plus court. Dans le cas où le front de rupture rencontre des hétérogénéités, expérimentalement, on observe le dédoublement du front de rupture, qui se traduit par un dédoublement du pic de vitesse, et une plus forte complexité dans l'évolution du sismogramme. Il semble y avoir plus de haute fréquence dans les sismogrammes du cas hétérogène, surtout dans ceux mesurés au dessus de la zone hétérogène, que dans ceux du cas homogène. Ces résultats préliminaires sur le contenu fréquentiel sont particulièrement encourageants puisqu'il permettent d'envisager une étude prochaine des émissions à hautes fréquences dues aux hétérogénéités sur les failles. Des observations plus nombreuses seront nécessaires afin de mener une étude complète et solide du contenu fréquentiel des ondes émises.

## Hétérogénéité des failles



(a) Sismogrammes dans le cas homogène, correspondants de haut en bas aux points 1, 2 et 3 indiqués à la figure 7.7.



(b) Simogrammes dans le cas hétérogène, correspondants de haut en bas aux points 1, 2 et 3 indiqués à la figure 7.7.

FIG. 7.9: Comparaison des sismogrammes aux trois points (indiqué sur la figure 7.7 dans les cas homogènes et hétérogènes.

### ***Conclusion générale***

La compréhension de la dynamique de la rupture sismique repose sur l'inversion des données sismologiques, l'utilisation de modèles numériques et les résultats d'expériences de friction en laboratoire. La friction sur la surface des failles gouverne la dynamique des ruptures sismiques. Or ces failles sont hétérogènes à toutes les échelles. Cependant, l'inversion des données sismiques ne permet pas d'avoir des informations sur les hétérogénéités à petite échelle, car celles-ci sont a priori portées par les hautes fréquences des ondes sismiques, qui sont atténuées et perdent leur cohérence lors de leur propagation dans la croûte. Pour ces raisons ainsi que pour des raisons de coût de calcul numérique, les modélisations de rupture dynamique ignorent l'hétérogénéité en dessous d'une certaine échelle spatiale, et de fait homogénéise les propriétés de la faille en dessous de cette échelle spatiale. Les valeurs des paramètres de friction tels que la distance critique d'affaiblissement ou l'énergie surfacique de fracturation obtenues grâce aux processus d'inversion dynamiques sont de plusieurs ordres de grandeur supérieures aux valeurs mesurées en laboratoire sur des échantillons de roche. Cette dépendance à l'échelle d'observation pourrait s'expliquer par un rôle non négligeable des hétérogénéités de petite échelle sur la dynamique finale de la rupture. En d'autres termes, à chaque augmentation de l'échelle d'observation, il faut adapter les lois de friction pour qu'elles prennent en compte les effets des hétérogénéités de plus petite échelle qui se retrouvent homogénéisés.

Dans ce travail nous avons exploré les effets des hétérogénéités des surfaces de faille sur la dynamique des ruptures. Pour cela nous avons étudié de manière numérique le processus d'homogénéisation et développé une méthode pour construire des lois de friction effectives qui traduisent l'effet dynamique d'hétérogénéités de petite taille à l'échelle supérieure. Le processus d'homogénéisation permet de conserver la dynamique de l'initiation de la rupture, mais aussi dans certains cas les vitesses de propagation. En effet, nous avons montré qu'en introduisant des hétérogénéités sur une surface de rupture et en augmentant leur résistance, on observe une valeur critique de leur résistance qui empêche la propagation intersonique de la rupture. L'utilisation des lois effectives permet de retrouver ce comportement critique pour

des failles homogènes.

D'un autre côté, nous avons développé un dispositif expérimental innovant qui permet d'étudier la dynamique de rupture d'interface de friction. L'expérience permet d'imager les processus de rupture en utilisant l'imagerie par interférométrie des tavelures ultrasonores dans des gels hydro-organiques. Malgré le fait qu'elle oblige à utiliser des solides très mous et par là assez différents de la roche, cette méthode permet des mesures des champs de vitesse particulière à l'intérieur même du solide en glissement. Cette mesure est quantitative et permet d'étudier la propagation des ruptures sur une surface 2D, ainsi que le champ d'onde émis. Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec ce dispositif ont été présentés dans ce travail. En modifiant l'interface de friction, nous avons observé deux modes de glissement très différents. Lorsque le gel glisse sur une interface de papier de verre, le glissement se fait par épisodes de glissement lent sans front de rupture localisé. Des liaisons ponctuelles se forment puis se décrochent après s'être chargées, créant des ondes de cisaillement dans le gel. Lorsque le gel glisse sur du verre avec une monocouche de sable intermédiaire, on observe au contraire des glissements très brusques, qui se traduisent par le passage de fronts de rupture à l'interface de friction. Dans nos conditions expérimentales, ces fronts de ruptures sont intersoniques par rapport aux vitesses des ondes élastiques dans le gel. Les valeurs de vitesses intersoniques mesurées ont une distribution centrée sur la valeur théorique de la vitesse de propagation d'une rupture intersonique auto-entretenu. Nous observons l'émission d'un front d'onde de Mach associé au passage de chaque front de rupture. Ces deux comportements très différents montrent la forte dépendance de la dynamique de la friction à la nature de la surface de contact. Enfin, nous avons pu commencer l'étude des effets des hétérogénéités sur la propagation des fronts de ruptures. En rajoutant des hétérogénéités à l'interface de friction, nous avons réalisé une observation expérimentale de l'interaction d'un front de rupture avec des barrières. Comme dans l'étude numérique, nous observons un fort ralentissement de la propagation de la rupture dû aux hétérogénéités, ainsi que des processus de contournement des barrières. Les barrières apparaissent clairement comme des points radiatifs à la surface de friction.

En conclusion, dans ce travail, autant la méthode d'homogénéisation pro-

posée que le dispositif expérimental innovant ont permis d'amener de nouvelles pistes et outils pour la compréhension des effets des hétérogénéités sur la dynamique des ruptures sismiques, ainsi que de nouveaux résultats. Nous montrons que la criticalité des ruptures intersoniques due à des hétérogénéités peut être reproduite dans des modèles homogènes en utilisant des lois de frictions effectives. Expérimentalement, les observations de ruptures intersoniques et du champ d'onde émis sont les premières à être obtenues dans une géométrie tri-dimensionnelle. De plus, le dispositif expérimental développé apporte un moyen d'étudier la friction à la fois à l'échelle macroscopique du solide en glissement et à celle plus fine des détails de l'interface. Cet avantage amène une meilleure compréhension des phénomènes agissant à l'interface comme par exemple la nature du champ d'onde émis par les événements de décrochements ou encore les interactions des fronts de rupture avec des hétérogénéités.

Les résultats sur l'homogénéisation montrent que les lois de friction mesurées à grande échelle traduisent l'effet des hétérogénéités à plus petite échelle. Pour aller plus loin, une étude a été commencée où l'on introduit le glissement des modèles hétérogènes et des modèles effectifs dans des modèles cinétiques pour étudier l'émission des ondes sismiques et comprendre quelles informations on peut obtenir sur les hétérogénéités à petite échelle grâce aux données sismologiques. De plus, il sera intéressant de mener une étude supplémentaire pour comprendre comment adapter cette méthode d'homogénéisation à des modèles à plusieurs échelles imbriquées, ou en faisant se succéder plusieurs changements d'échelle. Du point de vue expérimental de nombreuses études sont envisageables. Pour commencer, une étude du contenu spectral du champ d'onde émis dans des cas homogènes et hétérogènes pourra apporter des informations sur la manière dont émettent les hétérogénéités lors des ruptures sismiques. De plus, cette expérience permettra d'analyser le détail de la phénoménologie de la rupture sur une interface complexe : existence de plusieurs fronts successifs, contournement de barrières, propagation rétrograde,... afin de mieux prendre en compte l'existence éventuelle de ces phénomènes dans les inversions cinématiques utilisées en sismologie. Enfin, il sera intéressant de réaliser d'autres expériences en faisant varier l'interface de friction ou bien le chargement ou les vitesses d'entraînement, pour

## *Hétérogénéité des failles*

explorer l'effet de chaque paramètre, et éventuellement modifier légèrement le dispositif expérimental afin d'étudier la friction entre deux blocs de gel pour obtenir une situation symétrique plus proche de celle correspondant à la friction dans les failles.

# Quatrième partie

## Annexes



## Appendice A

---

Matériel auxiliaire de l'article *Effective friction law for small scale fault heterogeneity in 3D dynamic rupture*

---



In these figures, the moment acceleration is plotted for each 2-scales models presented in the paper. The geometry of the models are depicted over or under the plots. For each geometry, the moment accelerations history is given for : the large scale model without small scale heterogeneity (black, dashed) ; the two scale model (red, continuous) ; the effective model with large scale heterogeneity and effective friction (blue, dotted). The moment acceleration is proportional to the far field ground velocity, and thus constitutes a seismic observable. In each case, the small scale heterogeneity causes a longer initiation and a higher and more peaked moment acceleration evolution. These features are correctly reproduced in the effective homgeneized models. It can be seen that the cases in which the effective friction gives the best results correspond to the geometry with large irregular barriers and small regular barriers. This is explained by the fact that it cumulates two favorable features explained in section 4.6 : Scales are largely separated and the small scale is regular all over the fault.

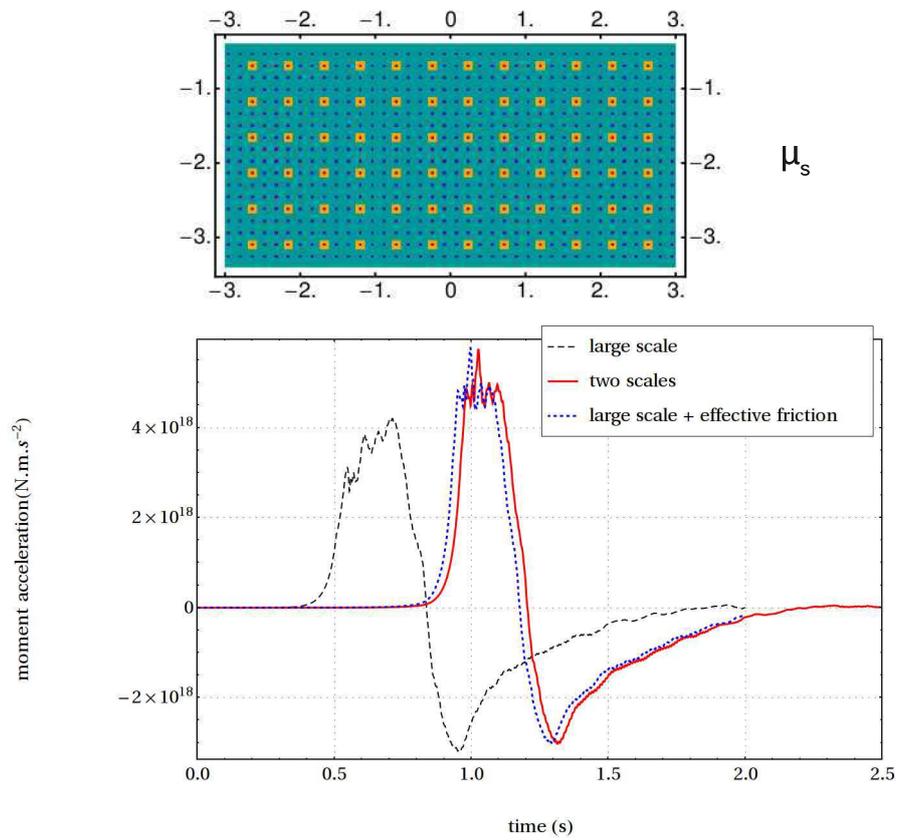


FIG. A.1: Moment accelerations for the two-scale heterogeneous model with heterogeneity regular at both scales and the effective equivalent model. Heterogeneity is introduced here in  $\mu_s$ .

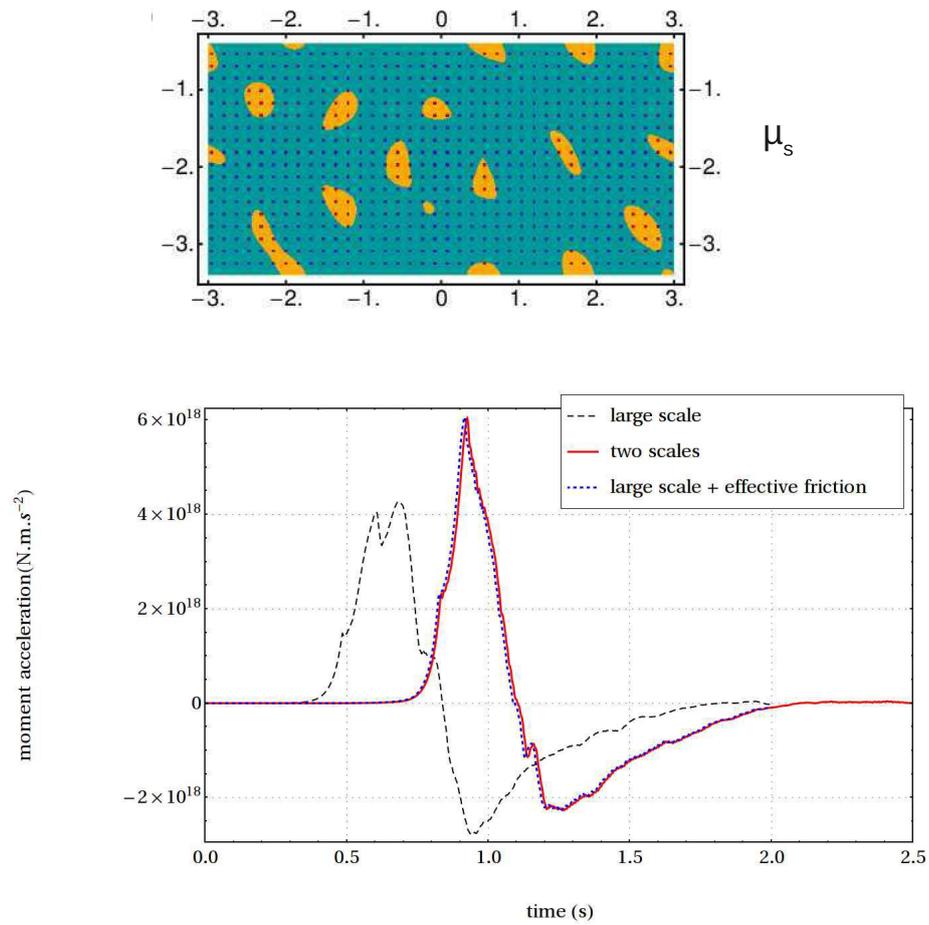


FIG. A.2: Moment accelerations for the two-scale heterogeneous model with heterogeneity regular at small scale and irregular at large scale and the effective equivalent model. Heterogeneity is introduced here in  $\mu_s$ .

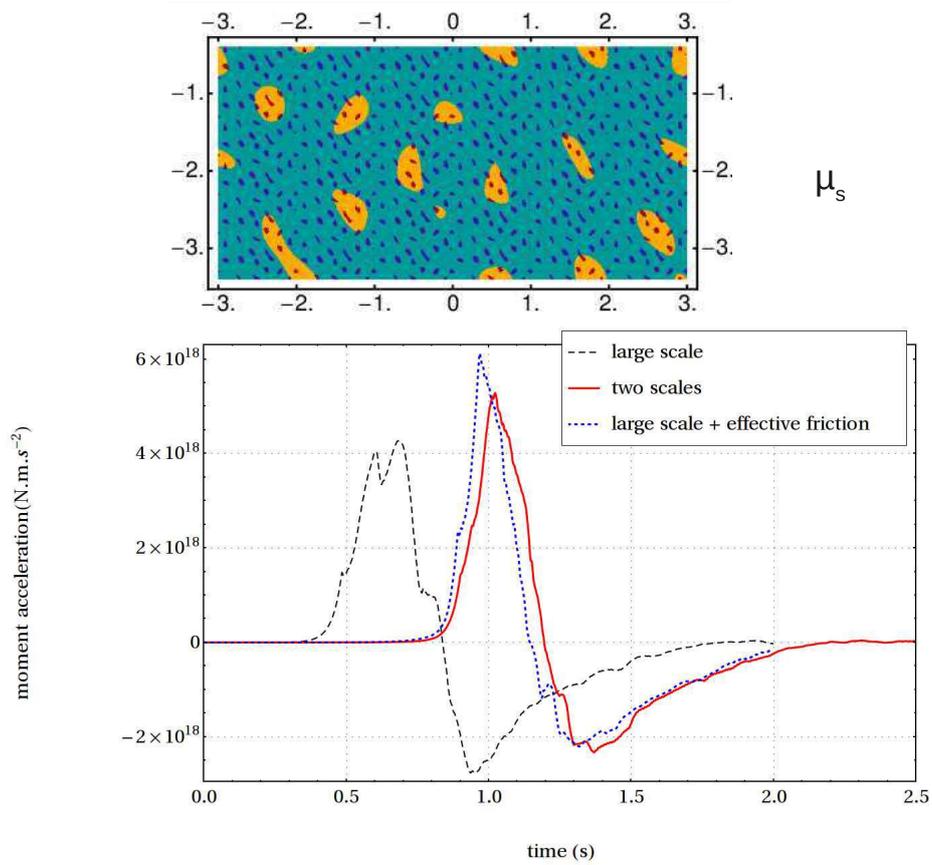


FIG. A.3: Moment accelerations for the two-scale heterogeneous model with heterogeneity irregular at both scales and the effective equivalent model. Heterogeneity is introduced here in  $\mu_s$ .

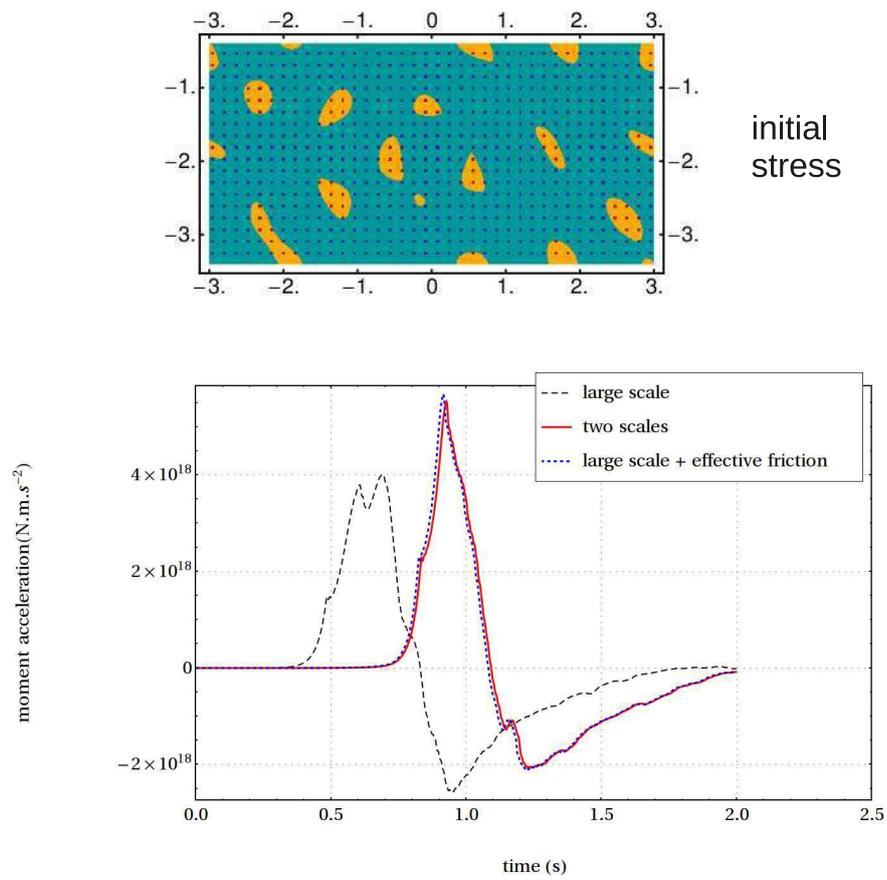


FIG. A.4: Moment accelerations for the two-scale heterogeneous model with heterogeneity regular at small scale and irregular at large scale and the effective equivalent model. Heterogeneity is introduced here in initial stress  $\sigma_0$ .



## Appendice B

---

Article *Ultrafast ultrasonic imaging of dynamic sliding friction in soft solids : the slowslip and the supershear regime*<sup>1</sup>

---

---

<sup>1</sup> article sous presse dans *Europhysics Letters*



## Ultrafast ultrasonic imaging of dynamic sliding friction in soft solids: the slow slip and the super-shear regimes

S.LATOUR<sup>1</sup>, T.GALLOT<sup>1,2</sup>, S.CATHELINE<sup>1</sup>, C.VOISIN<sup>1</sup>, F.RENARD<sup>1,3</sup>, E.LAROSE<sup>1</sup> and M.CAMPILLO<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Institut des Sciences de la Terre, Univ. Joseph Fourier Grenoble I and CNRS - BP53 38041 Grenoble, France*

<sup>2</sup> *now at École Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, Lyon, France*

<sup>3</sup> *Physics of Geological Processes, University of Oslo - box 1047, 0316 Blindern, Norway*

PACS 60.00.00 – Condensed matter: structural, mechanical, and thermal properties

PACS 91.55.Fg – Dynamics and mechanics of faulting

PACS 62.20.Qp – Friction, tribology, and hardness

**Abstract** – Ultrafast ultrasonic speckle interferometry, an imaging technique derived from elastography, is used to follow the dynamic of the interface failure in a friction experiment. Experimental results that characterise two slipping regimes are presented: a slow slip regime associated with depinning events at the interface and a supershear rupture regime associated with the emission of Mach waves fronts. These results are discussed in the light of geophysical observations made at the scale of the Earth on the slip dynamics in active faults.

---

**Introduction.** – As initially proposed by Amontons in 1699 [1], the resistance to slip of an interface can be modelled by two main frictional states: static friction, that describes the strength of an interface between two solids with no relative motion, and sliding friction, that describes the contact force when the two solids slide past each other. Considering elastic deformable solids in contact, the transition from the static state to the sliding state does not happen as an instantaneous block process. Instead, there is a dynamic to consider to describe how and where the slip initiates and how it propagates along the whole interface to eventually lead to a global sliding.

Only recently did friction experiments allow following the dynamics of interface failure. Pioneer measurements, using punctual acoustic records, found that the rupture of the interface nucleates on a well defined location, and then accelerates until reaching a velocity close to the shear wave speed of the solid [2, 3]. However, imaging of the rupture at the interface was not possible. More recently, Rosakis *et al.* [4] developed a laboratory experiment where a photo-elastic solid containing a pre-defined interface was squeezed in a biaxial apparatus and rupture propagation was imaged using a high speed camera. It was shown that supershear ruptures (*i.e.* propagating at a velocity greater than the shear wave speed of the material) could propagate and the shock waves of such ruptures could be identified. This idea was pursued by Nielsen *et al.* [5, 6]

who built a biaxial rig where rupture nucleation was delicately controlled and its propagation was followed by photo-elasticity. In these experiments, the models are bi-dimensional and the wave field is monitored along a plane perpendicular to the sliding interface. Baumberger *et al.* [7] studied the friction of a gelatin block over a glass surface, following the friction dynamics by filming the interface through the glass. There, pulses of slip fronts could be followed directly along the plane containing the interface. Rubinstein *et al.* [8] designed an experimental set-up of friction between two transparent glass polymers, measuring optically the actual contact surfaces area and how it varies during a variety of slip events, whose velocity was ranging from ultra-slow (*i.e.* far below material wave speed) to supershear speed [9]. In all these experiments, the wave field of several ruptures could be imaged in 2D. An experimental method to capture ruptures in 3D, with a high time resolution, remains to be developed.

Here, we report on a friction experiment coupled to ultrafast ultrasonic speckle interferometry, a novel acoustic imaging technique initially developed for medical purposes in the field of elastography [10]. This technique is well resolved in space and time and gives access to the full shear wave field radiated within the bulk in two planes of interest. It is used successfully to follow the dynamics of friction along a sliding interface. After presenting the principle of the imaging technique, two slipping regimes

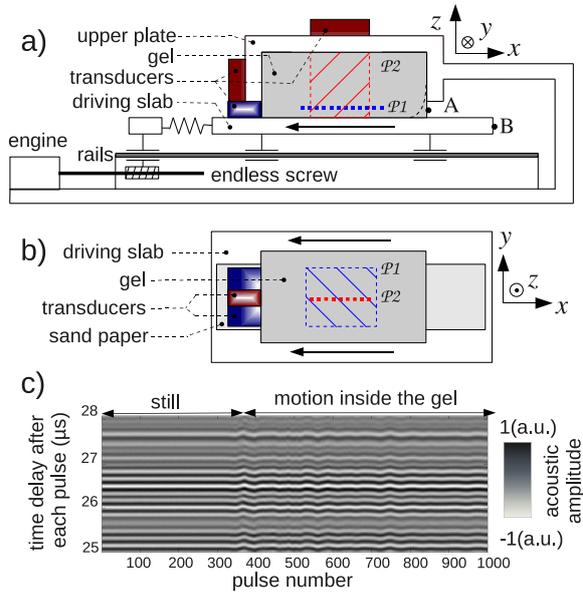


Figure 1: Side view (a) and top view (b) of the experimental setup (see explanations in text). (c) represents 1000 acquisitions after emission of acoustic pulses on one transducer.

are characterised.

**Ultrasonic speckle interferometry in soft materials.** – The friction experiment we developed couples classical macroscopic measurements (force, displacement) to ultrafast acoustic imaging at the mesoscale level of the frictional interface and of the bulk.

The home-built experimental apparatus is detailed in Fig. 1. The gel slider is held by the upper plate. The ultrasonic transducers array used for speckle interferometry is fixed to the upper plate and therefore is immobile relatively to the slider. The driving slab moves under the gel on low-friction rails. The traction imposed on the driving slab during motion is measured by a force sensor (spring in Fig. 1). This sensor is fixed to the plate and to a intermediate piece pulled by a motor via an endless screw. This piece also slides on the low-friction rails. Optical displacement sensors (not represented here) measure the positions of point A (deformation of the gel at the edge) and point B (driving velocity). The ultrasonic transducers array can be set on several positions allowing to image either the horizontal plane  $\mathcal{P}1$ , located 8 mm over the interface (position of transducers represented in blue) or the vertical plane  $\mathcal{P}2$ , that contains the interface (two positions of transducers represented in red). The slider is submitted to normal stress due to the weight of the upper plate. It is also sheared by the horizontal motion of the driving slab (along  $-\hat{x}$ ). The slider is first deformed and finally reaches a frictional state in which the global frictional force varies around a constant mean value. Observations are made in

this regime.

The  $18 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$  hydrogel sliders are constituted of a tangle of PolyVinylAlcohol (PVA) polymeric chains holding up to 95% of water [11]. Cellulose particles are added during its confection to play a role of acoustic scatterers. This hydrogel is elastic over a large range of deformation or stress. It is a very soft solid, that can be easily sheared but is quite incompressible. This results in a high propagation speed for the compressional waves and a low propagation speed for the shear waves. In the gel, we measured by transient elastography [12] the shear wave speed  $c_S = 4.1 \pm 0.2 \text{ m.s}^{-1}$  while the sound wave speed  $c_P \simeq 1500 \text{ m/s}$  is like in water.

This large difference between  $c_S$  and  $c_P$  allows using compressional ultrasonic waves to image the propagation of shear waves in the hydrogel: this is the principle of ultrasonic speckle interferometry, a method originally developed for medical imaging that takes advantage of the softness of human tissues [10]. In this technique, classical sonograms are produced by sending an ultrasonic pulse and recording all the echoes coming back from the scatterers. Each scatterer can be localised by a simple time of flight rule since  $c_P$  is homogeneous in the hydrogel. If the cellulose scatterers move under the effect of shear waves between two ultrasonic pulses, their positions on the sonogram change. Therefore the displacement of each scatterer will be recorded through time [13]. The ultrasonic array, a line of 64 ultrasonic emitters-receivers distributed on 4.8 cm, emits ultrasonic pulses at a rate of 2000 Hz. The pulses have a central frequency of 6 MHz, and are emitted simultaneously by the 64 transducers. This creates planar waves that propagate in the plane in front of the probe. The emitted plane waves are back-scattered by the cellulose acoustic scatterers and recorded by the transducers after each emission (sampling frequency is 40 MHz).

The principle of ultrasonic speckle interferometry is as follows. The transducers being highly directional, the signal received by a transducer at a time  $t$  after the emission of one pulse has been diffracted by a scatterer located in the ultrasonic beam at a distance of  $c_P t/2$  (corresponding to a forth-and-back path in a duration  $t$ ). The phase and amplitude of the signal in a short time window around  $t$  are determined by the distribution of the scatterers around this location in the gel. Subsequently, if the gel has not moved, the signal received after two successive emissions is exactly the same. However, if some motion inside the gel results in an increasing or decreasing distance between the transducers and these scatterers, then the echoes are received slightly later or earlier. In Fig. 1(c), the records of one transducer during 1000 ultrasonic pulses at 2000 Hz is represented. It can be seen that the gel in the beam is still until the 360th pulse and is submitted to some motion after that. The displacement of the gel between two successive emitted pulses can thus be retrieved. Knowing the duration between two pulses, this gives an approximation of the instantaneous particle velocity, or to be more specific, its component along the acoustic emission direction.

The signal is truncated in time windows for the 64 transducer and processed to finally give the particle velocity in the plane in front of the transducers, at each time step of 0.5 ms.

Hence, the Eulerian field of one-component particle velocity is reconstructed with a precision of 2 mm/s in the plane in front of the probe, at a rate of 2000 Hz and with a spatial resolution of the millimetre order. The shear wave speed being around 4 m/s, this is largely sufficient to follow shear waves fronts propagation in the gel. Moreover, it permits to observe all the friction phenomena that occur at the interface with velocities of the same order or lower than  $c_S$ , typically during dynamic rupture propagation.

In the following we apply this experimental method to image two kinds of frictional processes: i) friction of the hydrogel on bare sandpaper, ii) friction of the hydrogel on glass with an intermediate monolayer of sand. We demonstrate that changing the nature of the frictional interface (rough versus granular) results in two different regimes of dynamic friction and discuss these regimes in light of recent observations made in geophysics on the variety of slip patterns along active faults.

**Friction on sandpaper: slow slip with depinning events.** — In this experiment, we glue a sheet of coarse-grained sandpaper on the driving slab. The sandpaper stripe is slightly narrower than the gel slider (see Fig. 1(b)). The driving velocity is  $-2.7$  mm/s. During the frictional motion of the gel, we observe by ultrasonic speckle interferometry multiple punctual events localised onto the interface. The typical temporal evolution of the events is represented in Fig. 2, with three different configurations of the acoustic sensor that permit to get information in the planes  $\mathcal{P}1$  and  $\mathcal{P}2$ , with access to two components of the particle velocity in plane  $\mathcal{P}2$ . These observations are not simultaneous as they necessitate different configurations of the transducers array (only one component in one plane can be recorded at a time). The events can be decomposed into two phases. A first phase is characterised by a static radiation pattern (snapshots between 0 and 1 ms on Fig. 2). It is followed by a propagative phase that starts with a peak of particle velocity localised on the interface (at 1 ms), and then the propagation of a shear wave in the bulk (1.5 ms and later on).

To explain the source of these events, we observed, after the experiment, that the frictional surface of the gel has become rougher and that some small pieces of matter have been pulled out of the gel by the sand paper and have formed rolls of millimetre size. It is probable that during friction, some locations of the gel pin on the sandpaper and are then slowly stretched due to the motion of the driving slab. When these links fail, either because the gel depins off the sandpaper or because a piece of gel breaks, a sudden impulsive elastic shear force in the direction opposite to the driving velocity is released at the gel interface. To confirm this analysis, we calculated the full 3D elastic response of an elastic body where a shear force

is suddenly applied, using the analytical elastic solution (see *e.g.* Aki and Richards [14]). In Fig. 2(d,e,f), we display the velocity into the gel due to a horizontal force directed in the  $\hat{x}$  direction (neglecting the finite boundary conditions), characterised by the following elastic Green function. It describes the  $j^{\text{th}}$  component of the displacement produced by a Dirac force applied at  $\vec{r} = 0$  and  $t = 0$  in the direction  $\hat{x}_i$ :

$$G_{ij}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{1}{c_p^2 r} \frac{x_i x_j}{r^2} \delta(t - \frac{r}{c_p}) + \frac{1}{c_s^2 r} (\delta_{ij} - \frac{x_i x_j}{r^2}) \delta(t - \frac{r}{c_s}) + \frac{1}{r^3} (\frac{3x_i x_j}{r^2} - \delta_{ij}) t \Pi_{r/c_p}^{r/c_s}(t) \right]$$

In this elastic response, the first two terms correspond to the compression wave and the shear wave, respectively. The third term contains near-field contributions. In our case, this last term mostly explains the radiative features observed before the S-wave propagation (two first frames in Fig. 2(a,d)). The near-field contribution is significant between the arrival time of the compressional waves and the arrival time of the shear waves, as expressed by the boxcar function  $\Pi_{r/c_p}^{r/c_s}$ . Due to the high difference between  $c_s$  and  $c_p$ , this time is longer in the gel than what is usually observed in more classical elastic solids (rocks, metals). The compressional waves go through the gel almost instantaneously with respect to the observation sampling rate, and the near-field contribution is observed before the arrival of the shear waves. One can note that the near-field contribution can be highly non-intuitive. For example in the first two frames of Fig. 2(d), the first motion observed in response to a force  $\mathbf{F}$  in the  $\hat{x}$  direction is along  $-\hat{x}$  (blue areas on these frames). The good concordance between the theoretical elastic field and the observations confirms the occurrence of depinning events at the interface radiating these characteristic patterns.

To characterise the behaviour of the gel at a larger scale of space and time, we recorded sliding during 4.5 s, imaging the  $x$  component of the particle velocity on a  $4.5 \times 5$  cm<sup>2</sup> area of the plane  $\mathcal{P}1$ , parallel to the interface. The mean value of the particle velocity on the entire plane at each time step gives the global velocity of the gel as a function of time (red curve in Fig. 3). A low frequency signal, with a periodicity close to one second, emerges in this curve. This periodicity can be related to a process of successive coupling and decoupling of the interface. The partial coupling permits some loading phases (gel velocity negative) followed by unloading phases (gel velocity positive). The unloading phases last 0.2 to 0.4 s and are related to a slow slip of the gel with respect to the sandpaper.

In the same time window, we measured all the depinning events and their locations on the  $4.5 \times 5$  cm<sup>2</sup> surface area. A total of 660 events could be detected. An amplitude was attributed to each of them by measuring the peak value of the particle velocity (value at black point in Fig. 2(a)) and subtracting the average velocity at the time of the event. We detected amplitudes going from  $8.3 \times 10^{-4}$  m/s

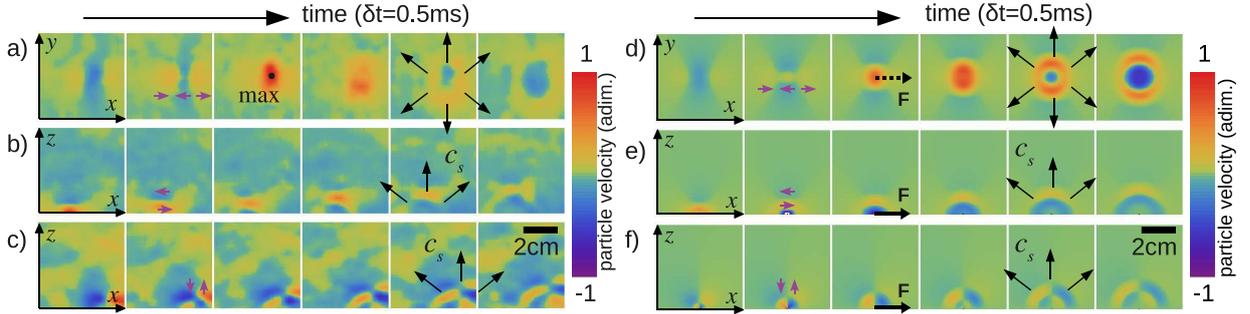


Figure 2: *Left Part*: Experimental observations of events occurring during friction between the gel and the sandpaper. (a) Observation along the plane  $\mathcal{P}1$  of the component  $v_x$ . (b) Observation along the plane  $\mathcal{P}2$  of the component  $v_x$ . (c) Observation along the plane  $\mathcal{P}2$  of the component  $v_z$ . The images areas are  $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$  and the time-step is 0.5 ms between each frame. The amplitudes are normalised to get a maximum of 1 on each line. Many similar events are observed, with variable amplitudes but same radiative pattern. *Right Part*: Green function computation gives the theoretical response of the gel submitted to a horizontal punctual and temporally Gaussian force applied at the interface 0.5ms before first frames in the  $x$  direction (represented by  $F$  in third frames). (d) plane  $\mathcal{P}1$ ,  $v_x$  (e) plane  $\mathcal{P}2$ ,  $v_x$  (f) plane  $\mathcal{P}2$ ,  $v_z$ . The purple arrows materialise the direction of the imaged component in each case.

to  $6.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ . Examination of the locations of the events in space and time show that some zones of the interface are more active than others but there is no evidence of a migration in relation with slow slip. We then studied the global temporal behaviour of depinning. The black curve in Fig. 3 is the emission rate due to depinning, smoothed with a 30 ms time window. The peaks of this curve corresponds to periods of more frequent occurrences of large depinning events.

Figure 3 shows that these intensive depinning periods correlate with the phases of slow slip of the gel. Qualitatively, this observation is comparable to the statistical description of friction developed in [15], that links the slip periods of stick-slip friction to a massive failure of elastic contacts. Furthermore, even though there is a correlation between the velocity of the gel and the depinning activity, one can note that this correlation is not complete. Almost every phase of slow-slip (peaks of red curve) occurs together with a depinning crisis (peaks of black curve), but the amplitude of the depinning crisis is not directly linked to the amplitude of the velocity. Moreover, some depinning crisis occur without any significant peak of velocity being observed simultaneously (*e.g.* at 0.5 s or 2.2 s). At the scale of the Earth, slow slip events have been observed in some subduction zones. They are defined by large time scale (weeks to months) relaxation of tectonic loading, instead of brutal seismic release (seconds). It has been observed in Cascadia area (USA) that the slow slip occurred simultaneously with tremors crisis [16]. Tremors are low seismic signals whose source mechanisms are not well identified for now. These mechanisms are obviously different from the depinning events in the hydrogel friction, but in both cases a phenomenon at a large spatio-temporal scale (slow-slip) occurs together with a radiative activity at a smaller spatio-temporal scale (tremors in the Earth, depinning events in this experiment). The equivocal corre-

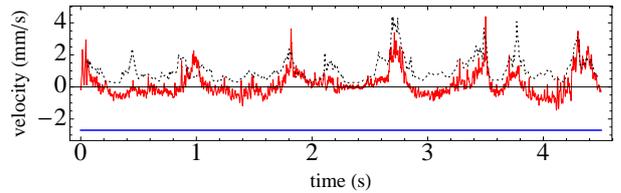


Figure 3: Red continuous curve is the global velocity of the observed part of the gel. The blue horizontal line is the driving velocity of the slab. The dotted curve represents the depinning activity (with arbitrary units, see explanations in text). The variations of the depinning activity is correlated with the slip velocity (coefficient of correlation equals 0.67).

lation between the two phenomena has also been observed in the Earth: tremors crisis can occur without any simultaneous observation of a slow-slip event or the amplitude of the slow-slip is not linearly linked to the intensity of the tremor crisis [17].

**Friction along a granular interface: supershear propagation of ruptures.** — In a second type of experiments, we study the effect of the presence of non cohesive grains along the interface. For this, the hydrogel block is put on calibrated sand then removed, such that capillary forces allow adhesion of sand grains on its surface. The gel such prepared is put on a glass plate glued on the driving slab. During the friction, the sand sticks to the gel and the friction occurs between the sand layer and the glass. After a shear loading phase, a classical stick-slip behaviour sets on. A global friction coefficient was measured to be  $0.6 \pm 0.1$ , a smaller value that in the previous experiments in which it was measured  $0.8 \pm 0.1$ . During the stick-slip, we image shear waves propagating inside the gel.

Imaging the plane  $\mathcal{P}1$ , parallel to the interface, shows

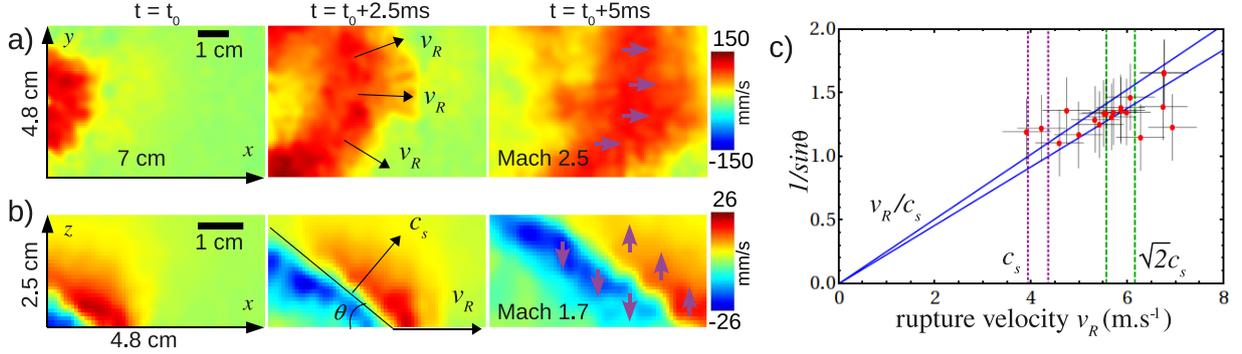


Figure 4: a) Observation of a supershear slipping front in the horizontal plane  $\mathcal{P}1$  parallel to the interface. The colour scale is the  $v_x$  component of the particle velocity as materialised by purple arrows in the third frame. The rupture propagates roughly in the  $\hat{x}$  direction, at velocity 2.5 times higher than  $c_s$ . b) Observation in the vertical plane  $\mathcal{P}2$  of a Mach front send by a supershear rupture propagating at the interface (bottom line of frames). The colour scale represents the  $v_z$  component of particle velocity (see purple arrow in third frame). The rupture velocity for this event is 1.7 times higher than  $c_s$  (note the different spatial scales between a) and b)). Original AVI files (2.7M) are provided in electronic material. c) Verification of the Mach relationship between  $\theta$  and  $v_R$  using results of two 7.5 s-long experiments. The blue lines have slopes  $1/c_s$  and correspond to the theoretical relationship, the purple vertical lines materialise the value of  $c_s$  and the green ones  $\sqrt{2}c_s$ . In each case the two lines correspond to the extreme values of  $c_s$  due to the uncertainty  $c_s = 4.1 \pm 0.2$  m/s.

that slipping fronts (Fig. 4(a)) move along the interface in the direction of the free edge (left side on Fig. 1). The slipping fronts are variable in amplitude, shape and velocity. However, some stable features can be noticed. First of all, the slip always initiates at the locked side of the gel, and propagates towards the free edge. Only some of the ruptures cross over the whole interface, the other ones stopping before reaching the free edge. These slipping fronts are observed for tested driving velocities in the range 1 mm/s to 9 mm/s. At higher driving velocities, the slipping fronts occur more frequently. However, when the driving velocity is too large, it becomes difficult to distinguish separate events. We thus carried the majority of our further observations at the driving velocity of 1 mm/s.

The second interesting characteristic of these fronts is their velocities of propagation. We measured the velocity of propagation for each observed rupture and found values ranging from 4 m/s to 14 m/s with an estimated error of  $\pm 0.5$  m/s. These values must be compared to the shear waves speed measured in the gel,  $c_s = 4.1 \pm 0.2$  m/s, which shows that the rupture fronts are propagating at super-shear velocities. The slipping fronts thus should emit shear waves in the bulk as planar Mach wave fronts. This is confirmed by the observations in the vertical plane  $\mathcal{P}2$  (see Fig. 4(b)). The Mach front appears clearly, forming an angle  $\theta$  with the interface (bottom line of the image). The slipping front propagates on this interface and drags the Mach wave behind. The angle  $\theta$  is related to the rupture velocity  $v_R$  and the shear wave speed  $c_s$  through the geometrical relationship:

$$\sin \theta = \frac{c_s}{v_R}$$

To confirm this observation, we performed two 7.5-second experiments, and measured  $v_R$  and  $\theta$  for all the ruptures that cross the observation zone. The results are summarized in Fig. 4(c) where the geometrical relationship is verified through the plot of  $1/\sin \theta$  versus  $v_R$ . Taking into account the measurements uncertainty, the geometrical relationship is verified. We removed from this graph one data point, for which the measured rupture velocity was  $14.1 \pm 0.5$  m/s, but  $1/\sin \theta = 2.0 \pm 0.3$ . This point, clearly out of the theoretical curve, can probably be explained by an unusual direction of propagation for the rupture front, forming a large angle with the  $x$  axis, and resulting in the measurement of an apparent rupture velocity in the plane of observation  $\mathcal{P}2$ . This bias is of course present in all the data of this graph, but can normally be considered small given that the majority of the rupture fronts propagate in a direction globally parallel to the  $x$  axis.

The repartition of the velocities of the ruptures presents an accumulation around  $\sqrt{2}c_s$  (Fig. 4(c)). This is the theoretical value over which supershear ruptures are expected to be stable [18]. However, ruptures with much higher velocity were also observed, for example  $10 \pm 0.5$  m/s in the event of Fig. 4(a). Fast supershear ruptures have already been observed in few laboratory experiments [4, 19, 20]. Until now, we could not show any obvious relationship between the amplitude of the events and their velocity. Systematic studies will be necessary in the future to characterise statistically these rupture fronts and show if a clear trend may emerge.

Supershear ruptures have been observed in several earthquakes on tectonic faults. The first observation was

performed during the 1979 Imperial Valley earthquake [21]. It was later observed over longer distances during the 1999 Izmit earthquake [22], the 2001 Kunlun earthquake [23] and the 2002 Denali earthquake [24]. Seismologists interest in such rupture modes is due to the Mach front, which can create co-seismic ground accelerations higher than what is produced by usual subshear ruptures. This may increase seismic hazard significantly. It is generally accepted that the heterogeneity of the fault frictional properties and/or of the initial stress level play an important role in the appearance of supershear earthquake [25]. The previously cited examples of supershear earthquakes all occurred in long and very linear faults [26], suggesting that they can be characterised by a low level of heterogeneity. In the present experiments, this criterion is fulfilled since the frictional property of the interface is defined by the friction of the sand on the glass, and the sand layer is quite homogeneous. This homogeneity of the friction properties may result in a small difference between the static stress threshold and the shear stress at the interface when the rupture begins, thus favoring supershear rupture propagation [27]. It can be noted that this sliding regime is highly different from the case of friction of gel on sandpaper. In the case of the sand paper, the surface is sliding almost freely except for the random pinning of some points of the gel. The pinned points act like barriers that prevent the outbreak of a slip instability [25], leading to slow slip and the absence of rupture propagation.

**Conclusion.** – We built an original friction experiment that allows the study of dynamic friction. The ultrafast ultrasonic speckle interferometry technique, taking advantage on the difference of the propagation speeds of the compressive and shear waves in soft solids, permits to record the Eulerian field of one-component particle velocity in two planes of interest. We report the first experiments, in which we identified and characterised two slipping regimes. This experiment showed its capacity to study dynamic friction, a problem of high interest in many fields of physics, and particularly in seismology. From this point of view, it is interesting to note that the two slipping regimes we obtain are observed in seismic faults. Yet, until now, we did not produce any dynamic subshear rupture, which are supposed to be the most current type of earthquake ruptures. In future work, we shall study the effects of heterogeneity on the slipping regime and take advantage of the spatial accuracy of this method to obtain experimental observations of the interaction of a slipping front with a localised heterogeneity, a problem widely studied numerically, but almost not documented in an experimental point of view. Finally, we have built an efficient tool to study rupture dynamics, which will be used in the future to investigate current issues in earthquake source dynamics.

**Acknowledgments.** – The experimental apparatus was constructed with the technical support of B. Vial and A. Richard and funded by the ANR project JCJC-0011-01.

## References

- [1] AMONTONS G., *C. R. Acad. Sc.*, (1699) 206.
- [2] OKUBO P. and DIETERICH J., *Journal of Geophysical Research*, **89** (1984) 5817.
- [3] OHNAKA M., KUWAHANA K., YAMAMOTO K. and HIRASAWA T., *AGU Geophys. Mono.37*, (1986) 13.
- [4] ROSAKIS A., SAMUDRALA O. and COKER D., *Science*, **284** (1999) 1337.
- [5] NIELSEN S., TADDEUCCI J. and VINCIGUERRA S., *Geophysical Journal International*, **180** (2010) 697.
- [6] SCHUBNEL A., NIELSEN S., TADDEUCCI J., VINCIGUERRA S. and RAO S., *Earth and Planetary Science Letters*, **308** (2011) 424432.
- [7] BAUMBERGER T., CAROLI C. and RONSIN O., *The European Physical Journal E*, **11** (2003) 85.
- [8] RUBINSTEIN S. M., COHEN G. and FINEBERG J., *Physical Review Letters*, **98** (2001).
- [9] BEN-DAVID O., COHEN G. and FINEBERG J., *Science*, **330** (2010).
- [10] SANDRIN L., CATHELIN S., TANTER M., HENNEQUIN X. and FINK M., *Ultrasonic Imaging*, **13** (1999) 111.
- [11] FROMAGEAU J., GENISSON J.-L., SCHMITT C., L. M. R., MONGRAIN R. and CLOUTIER G., *IEEE UFFC*, **54** (2007) 498.
- [12] CATHELIN S., WU F. and FINK M., *Journal of the Acoustical Society of America*, **105** (1999) 2941.
- [13] GALLOT T., CATHELIN S., ROUX P., BRUM J., BENCH N. and NEGREIRA C., *IEEE UFFC*, **58** (2011).
- [14] AKI K. and RICHARDS P., *Quantitative seismology* (University Science Books) 2002.
- [15] BRAUN O. and PEYRARD M., *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008).
- [16] ROGERS G. and DRAGERT H., *Science*, **300** (2003) 1942.
- [17] KOSTOGLODOV V., HUSKER A., SHAPIRO N. M., PAYERO J. S., CAMPILLO M., COTTE N. and CLAYTON R., *Geophysical Research Letters*, **37** (2010).
- [18] BURRIDGE R., CONN G. and FREUND L., *Journal of Geophysical Research*, **84** (1979) 2210.
- [19] XIA K., ROSAKIS A. and KANAMORI H., *Science*, **303** (2004) 1859.
- [20] RUBINSTEIN S. M., COHEN G. and FINEBERG J., *Nature*, **430** (2004) 1005.
- [21] ARCHULETA R., *Journal of Geophysical Research*, **89** (1984) 4559.
- [22] BOUCHON M., TOKSOZ N., KARABULUT H., BOUIN M., DIETRICH M., AKTAR M. and EDIE M., *Geophysical Research Letters*, **27** (2000) 3013.
- [23] BOUCHON M. and VALLEE M., *Science*, **301** (2003) 824.
- [24] DUNHAM E. and ARCHULETA R., *Bulletin of the Seismological Society of America*, **94** (2004) S256.
- [25] LATOUR S., CAMPILLO M., VOISIN C., IONESCU I. R., SCHEMES J. and LAVALLEE D., *Journal of Geophysical Research*, **116** (2011).
- [26] BOUCHON M., KARABULUT H., BOUIN M.-P., SCHMITTBUHL J., VALLÉE M., ARCHULETA R., DAS S., RENARD F. and MARSAN D., *Tectonoph.*, **493** (2010) 244.
- [27] ANDREWS D., *J. Geophys. Res.*, **81** (1976) 5679.

## **Remerciements**

Une thèse ne se réalise jamais de manière individuelle, et celle-ci n'aurait pas vu le jour sans la participation active et la présence de nombreuses personnes, que je tiens à remercier ici.

Je souhaite avant toute chose exprimer ma reconnaissance aux membres de mon jury de thèse, pour leur implication, leurs remarques et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je remercie donc tout d'abord les rapporteurs : Mickaël Tanter pour s'être penché sur mon manuscrit malgré son domaine de recherche *a priori* assez éloigné du sujet, et pour les remarques éclairantes qu'il a partagées lors de la soutenance, mettant à jour le caractère fortement transdisciplinaire de l'étude de la rupture dynamique ; Stefan Nielsen pour le temps qu'il a passé à relire en détail mon travail et pour toutes ses remarques précises et instructives. Je remercie ensuite Fabrice Cotton, président du jury, et les examinateurs Raúl Madariaga et Hideo Aochi.

J'exprime toute ma gratitude à mes trois directeurs de thèse, Michel Campillo, Christophe Voisin et Stefan Catheline, pour m'avoir encadrée, guidée, encouragée, et finalement, chacun à sa façon, formée au métier de chercheuse. Je tiens à les remercier aussi pour les bonnes conditions de travail qu'ils m'ont apportées, en particulier en me permettant de participer à plusieurs colloques et conférences, et à des collaborations internationales.

Ceci m'amène à remercier Ralph Archuleta pour son accueil à l'Université de Santa Barbara, ainsi que Daniel Lavallée et Jan Schmedes, qui m'ont transmis le code numérique que j'ai utilisé et qui m'ont formé à son utilisation. Merci aussi à Ioan Ionescu, qui m'a aidée à comprendre la théorie de la nucléation des ruptures.

La partie expérimentale de ce travail doit beaucoup à Benjamin Vial, qui a conçu la partie mécanique du dispositif expérimental, et à Adeline Richard qui a pris en charge l'instrumentation et l'automatisation des mesures. Un grand merci aussi à Thomas Gallot avec qui j'ai fait une grande partie des mesures expérimentales, qui m'a initié à l'imagerie par interférométrie des tavelures ultrasonores, et qui a mis au point pendant sa thèse tous les programmes d'acquisition et de traitement des données acoustiques que j'ai utilisés. Je remercie aussi Éric Larose pour son implication dans ce travail, et

## *Hétérogénéité des failles*

bien sur François Renard, jamais à court de bonnes idées ni avare de bons conseils, et qui a de plus permis le financement de l'expérience.

Enfin, j'adresse ici un très grand merci à tous les étudiants d'ISTerre pour ces trois années passées ensemble dans une ambiance qui n'aurait pu être meilleure. À tous, merci !

## Bibliographie

- K. AKI et P.G. RICHARDS : *Quantitative seismology*. University Science Books, 2002.
- G. AMONTONS : De la résistance causée dans les machines, tant par le frottement des parties qui les composent que par la roideur des corps qu'on y employe, et la manière de calculer l'un et l'autre. *Compte rendu de l'Académie des Sciences*, pages 206–227, december 1699.
- J.-P. AMPUERO et Y. BEN-ZION : Cracks, pulses and macroscopic asymmetry of dynamic rupture on a bimaterial interface with velocity-weakening friction. *Geophysical Journal International*, 173:674–692, 2008.
- J.-P. AMPUERO et A. M. RUBIN : Earthquake nucleation on rate and state faults – Aging and slip laws. *Journal of Geophysical Research*, 113 (B01302), 2008.
- D.J. ANDREWS : Rupture velocity of plane strain shear cracks. *Journal of Geophysical Research*, 81(32):5679, november 1976.
- D.J. ANDREWS et Y. BEN-ZION : Wrinkle-like slip pulse on a fault between different materials. *Journal of Geophysical Research*, 102(B1):553–571, 1997.
- A. ANOOSHEHPOOR et J. BRUNE : Wrinkle-like Weertman pulse at the interface between two blocks of foam rubber with different velocities. *Geophysical Research Letters*, 26(13):2025–2028, 1999.
- H. AOCHI et S. IDE : Numerical study on multi-scaling earthquake rupture. *Geophysical Research Letters*, 31(L02606), 2004.

- R. J. ARCHULETA : A faulting model for the 1979 Imperial-Valley earthquake. *Journal of Geophysical Research*, 89(NB6):4559–4585, 1984. ISSN 0148-0227.
- R.J. ARCHULETA et J.N. BRUNE : Surface strong motion associated with a stick-slip event in a foam rubber model of earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5):1059–1071, 1975.
- T. BAUMBERGER, P. BERTHOUD et C. CAROLI : Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law. II. Dynamic friction. *Physical Review B*, 60(6):3928–3939, 1999.
- T. BAUMBERGER et C. CAROLI : Solid friction from stick-slip down to pinning and aging. *Advances in Physics*, 55(3):279–348, 2006.
- T BAUMBERGER, C. CAROLI et O. RONSIN : Self-healing slip pulses along a gel/glass interface. *Physical Review Letters*, 88(7):075509, 2002.
- T. BAUMBERGER, C. CAROLI et O. RONSIN : Self-healing slip pulses and the friction of gelatin gels. *The European Physical Journal E*, 11:85–93, 2003.
- N. M. BEELER, T.E. TULLIS, M.L. BLANPIED et J.D. WEEKS : Frictional behavior of large displacement experimental faults. *Journal of Geophysical Research*, 101(B4):8697–8715, 1996.
- O BEN-DAVID, G COHEN et J FINEBERG : The dynamics of the onset of frictional slip. *Science*, 330, 2010.
- Y. BEN ZION : Appendix 2 : Key formulas in earthquake seismology. *International handbook of earthquake and engineering seismology*, pages 1857–1875, 2003.
- G.C. BEROZA et W.L. ELLSWORTH : Properties of the seismic nucleation phase. *Tectonophysics*, 261:209–227, 1996.

- A. BIZZARRI et M. COCCO : Slip-weakening behavior during the propagation of dynamic ruptures obeying rate- and state- dependent friction laws. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 108(B8):2373, 2003.
- E. BOUCHAUD : Scaling properties of cracks. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 9:4319–4344, 1997.
- M. BOUCHON, M. CAMPILLO et F. COTTON : Stress field associated with the rupture of the 1992 Landers, California, earthquake and its implications concerning the fault strength at the onset of the earthquake. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 103(B9):21091–21097, 1998.
- M. BOUCHON, H. KARABULUT, M. AKTAR, S ÖZALAYBEY, J. SCHMITTBUHL et M.-P. BOUIN : Extended nucleation of the 1999 Mw 7.6 Izmit earthquake. *Science*, 331:877–880, 2011.
- M. BOUCHON, H. KARABULUT, M.-P. BOUIN, J. SCHMITTBUHL, M. VALLÉE, R. ARCHULETA, S. DAS, F. RENARD et D. MARSAN : Faulting characteristics of supershear earthquakes. *Tectonophysics*, 493:244–253, 2010.
- M BOUCHON, N TOKSOZ, H KARABULUT, MP BOUIN, M DIETRICH, M AKTAR et M EDIE : Seismic imaging of the 1999 Izmit (Turkey) rupture inferred from the near-fault recordings. *Geophysical Research Letters*, 27 (18):3013–3016, SEP 15 2000. ISSN 0094-8276.
- M BOUCHON et M VALLEE : Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 Kunlunshan earthquake. *Science*, 301(5634):824–826, AUG 8 2003. ISSN 0036-8075.
- O.M. BRAUN et M. PEYRARD : Master equation approach to friction at the mesoscale. *Physical Review E*, 82(036117), 2010.
- J.N. BRUNE : Earthquake modeling by stick-slip along pre-cut surfaces in stressed foam rubber. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 63 (6), 1973.

- M. CAMPILLO, C. DASCALU et I. R. IONESCU : Instability of a periodic system of faults. *Geophysical Journal International*, 159:212–222, 2004.
- M. CAMPILLO, P. FAVREAU, I.R. IONESCU et C. VOISIN : On the effective friction law of a heterogeneous fault. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 106(B8):16307–16322, 2001.
- M. CAMPILLO et I.R. IONESCU : Initiation of antiplane shear instability under slip dependent friction. *Journal of Geophysical Research*, 102(B9):20363–20371, september 1997.
- T. CANDELA, F. RENARD, M. BOUCHON, A. BROUSTE, D. MARSAN, J. SCHMITTBUHL et C. VOISIN : Characterization of fault roughness at various scales : Implications of three-dimensional high resolution topography measurements. *Pure and Applied Geophysics*, 166(10-11):1817–1851, 2009.
- J. W. DALLY : Dynamic photoelastic studies of fracture. *Fracture Mechanics*, pages 349–361, octobre 1979.
- S. DAS : Earthquake supershear rupture speeds. *Tectonophysics*, 493:213–215, 2010.
- C. DASCALU, I. R. IONESCU et M. CAMPILLO : Fault finiteness and initiation of dynamic shear instability. *Earth and Planetary Science Letters*, 117:163–176, 2000.
- S.M. DAY : Three-dimensional simulation of spontaneous rupture : The effect of nonuniform prestress. *Bulletin of Seismological Society of America*, 72:1881–1902, 1982.
- J. DIETERICH : A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 99(B2):2601–2618, 1994.

- J.H. DIETERICH : Modeling of rock friction 1. Experimental results and constitutive equations. *Journal of Geophysical research*, 84(B5):2161–2168, 1979.
- H. DRAGERT, K. WANG et T. S. JAMES : A silent slip event on the deeper Cascadia subduction interface. *Science*, 292:1525–1528, 2001.
- E.M. DUNHAM : Conditions governing the occurrence of supershear ruptures under slip-weakening friction. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 112(B07302), 2007.
- EM DUNHAM et RJ ARCHULETA : Evidence for a supershear transient during the 2002 Denali fault earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(6, Part B Suppl. S):S256–S268, DEC 2004. ISSN 0037-1106.
- W. L. ELLSWOTH et M. CELEBI : Near field displacement time histories of the M 7.4 Kocaeli (Izmit), Turkey, earthquake of August 17, 1999. *American Geophysical Union Fall Meeting Supplement*, 80(F648), 1999.
- P. FAVREAU et R.J. ARCHULETA : Direct seismic energy modeling and application to the 1979 Imperial Valley earthquake. *Geophysical Research Letters*, 30(5, 1198), 2003.
- P. FAVREAU, M. CAMPILLO et I.R. IONESCU : Initiation of in-plane shear instability under slip-dependent friction. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(5):1280–1295, 1999.
- P. FAVREAU, M. CAMPILLO et I.R. IONESCU : Initiation of shear instability in three-dimensional elastodynamics. *Journal of Geophysical Research*, 107 (B7):2147, july 2002.
- L. B. FREUND : The mechanics of dynamic shear crack propagation. *Journal of Geophysical Research*, 84(B5):2199–2209, 1979.
- L. B. FREUND : *Dynamic Fracture Mechanics*. Cambridge University Press, 1990.

- J. FROMAGEAU, J.-L. GENISSON, C. SCHMITT, Maurice R. L., R. MONGRAIN et G. CLOUTIER : Estimation of polyvinyl alcohol cryogel mechanical properties with four ultrasound elastography methods and comparison with gold standard testings. *IEEE UFFC*, 54(3):498–509, 2007.
- E. FUKUYAMA et K.B. OLSEN : A condition for super-shear rupture propagation in a heterogeneous stress field. *Pure and Applied Geophysics*, 159:2047–2056, 2002.
- T. GALLOT, S. CATHELIN, P. ROUX, J. BRUM, N. BENCH et C. NEGREIRA : Passive elastography : shear-wave tomography from physiological-noise correlation in soft tissue. *IEEE UFFC*, 58(6), 2011.
- M. GUATTERI et P. SPUDICH : What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws? *Bulletin of Seismological Society of America*, 90(1):98–116, 2000.
- A.A. GUSEV : On relations between earthquake population and asperity population on a fault. *Tectonophysics*, 211(1-4):85–98, 1992.
- Y. IDA : Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith specific surface energy. *Journal of Geophysical Research*, 77(20): 3796–3805, july 1972.
- Y. IDA : The maximum acceleration of seismic ground motion. *Bulletin of Seismological Society of America*, 63(3):959–968, 1973.
- S. IDE et M. TAKEO : Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 102(B12):27379–27391, 1997.
- I.R. IONESCU et M. CAMPILLO : Influence of the shape of the friction law and fault finiteness on the duration of initiation. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 104(B2):3013–3024, 1999.

- I.R. IONESCU, C. DASCALU et M. CAMPILLO : Slip weakening friction on a periodic system of faults : spectral analysis. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, 53:1–17, 2002.
- H. KANAMORI : Mechanics of earthquakes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22:207–237, 1994.
- L. KNOPOFF, J.A. LANDONI et M.S. ABINANTE : Causality constraint for fractures with linear slip weakening. *Journal of Geophysical Research*, 105 (B12):28035–28043, 2000.
- V. KOSTOGLODOV, A. HUSKER, N. M. SHAPIRO, J. S. PAYERO, M. CAMPILLO, N. COTTE et R. CLAYTON : The 2006 slow slip event and nonvolcanic tremor in the mexican subduction zone. *Geophysical Research Letters*, 37(L24301), 2010.
- N. LAPUSTA, J. R. RICE, Y. BEN-ZION et G. ZHENG : Elastodynamic analysis for slow tectonic loading with spontaneous rupture episodes on faults with rate- and state-dependent friction. *Journal of Geophysical Research*, 105(B10):23765–23789, 2000.
- N. LAPUSTA et J.R. RICE : Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 108(B8):2205, 2003.
- D. LAVALLÉE : On the random nature of earthquake sources and ground motions : A unified theory. *Advances in Geophysics*, 50:427, 2008.
- S. MA et P.C. LIU : Modeling of the perfectly matched layer absorbing boundaries and intrinsic attenuation in explicit finite-element methods. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(5):1779–1794, 2006.
- R. MADARIAGA et K. B. OLSEN : Earthquake dynamics. *International handbook of earthquake and engineering seismology*, 81A, 2002.

- R. MADARIAGA, K. B. OLSEN et R. J. ARCHULETA : Modeling dynamic rupture in a 3D earthquake fault model. *Bulletin of Seismological Society of America*, 88:1182–1197, 1998.
- R. MADARIAGA et K.B. OLSEN : Criticality of rupture dynamics in 3-D. *Pure and Applied Geophysics*, 157:1981–2001, 2000.
- P.M. MAI et G.C. BEROZA : A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 107(B11,2308), 2002.
- C. MARONE : Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26:643–696, 1998.
- T. MIKUMO, K.B. OLSEN, E. FUKUYAMA et Y. YAGI : Stress-breakdown time and slip-weakening distance inferred from slip-velocity functions on earthquake faults. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 93 (1):264–282, 2003.
- T. MIKUMO et Y. YAGI : Slip-weakening distance in dynamic rupture of in-slab normal-faulting earthquakes. *Geophysical Journal International*, 155:443–455, 2003.
- S. NIELSEN, J. TADDEUCCI et S. VINCIGUERRA : Experimental observation of stick-slip instability fronts. *Geophysical Journal International*, 180(2): 697–702, FEB 2010. ISSN 0956-540X.
- K OBARA : Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan. *Science*, 296:1679–1681, 2002.
- M. OHNAKA : A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture. *Journal of Geophysical Research*, 108(B1):2080, 2003.

- M. OHNAKA, K. KUWAHANA, K. YAMAMOTO et T. HIRASAWA : Dynamic breakdown processes and the generating mechanism for high frequency elastic radiation during stick-slip instabilities. *AGU Geophys. Mono.37*, pages 13–24, 1986.
- M. OHNAKA et L. F. SHEN : Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation : implications of geometric irregularity of the rupturing surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 104(B1):817–884, 1999.
- K. B. OLSEN, R. MADARIAGA et R. J. ARCHULETA : Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake. *Science*, 278:834–837, 1997.
- S. PEYRAT, K. OLSEN et R. MADARIAGA : Dynamic modeling of the 1992 Landers earthquake. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 106 (B11):26467–26482, 2001.
- S. PEYRAT, K. B. OLSEN et R. MADARIAGA : Which dynamic rupture parameters can be estimated from strong ground motion and geodetic data ? *Pure and Applied Geophysics*, 161:2155–2169, 2005.
- W.L. POWER, T.E. TULLIS, S.R. BROWN, G.N. BOITNOTT et C.H. SCHOLZ : Roughness of natural fault surfaces. *Geophysica Research Letters*, 14(1):29–32, 1987.
- F. RENARD, C. VOISIN, D. MARSAN et J. SCHMITTBUHL : High resolution 3D laser scanner measurements of a strike-slip fault quantify its morphological anisotropy at all scales. *Geophysical Research Letters*, 33(4), 2006.
- J.R. RICE et K. UENISHI : Rupture nucleation on an interface with a power-law relation between stress and displacement discontinuity. *Int J Fract*, (163):1–13, april 2010.

- G ROGERS et H DRAGERT : Episodic tremor and slip on the Cascadia subduction zone : the chatter of silent slip. *Science*, 300(5627):1942–1943, 2003.
- A.J. ROSAKIS, O. SAMUDRALA et D. COKER : Cracks faster than the shear wave speed. *Science*, 284:1337–1340, 1999.
- A.M. RUBIN et J.-P. AMPUERO : Earthquake nucleation on (aging) rate and state faults. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 110(B11312), 2005.
- J. L. RUBINSTEIN, D. R. SHELLY et W. L. ELLSWORTH : Non-volcanic tremors : a window into the roots of fault zones. *New frontiers in integrated Solid Earth Sciences*, pages 287–314, 2010.
- S. M. RUBINSTEIN, G. COHEN et J. FINEBERG : Detachment fronts and the onset of dynamics friction. *Nature*, 430:1005–1009, 2004.
- S. M. RUBINSTEIN, G. COHEN et J. FINEBERG : Dynamics of precursors to frictional sliding. *Physical Review Letter*, 98(226103), 2007.
- A RUINA : Slip instability and state variable friction laws. *Journal of Geophysical Research*, 88(12):359–370, 1983.
- L. SANDRIN, S. CATHELIN, M. TANTER, X. HENNEQUIN et M. FINK : Time-resolved pulsed elastography with ultra fast imaging. *Ultrasonic Imaging*, 13:111–134, 1999.
- L. SANDRIN, M. TANTER, S. CATHELIN et M. FINK : Shear modulus imaging with 2-d transient elastography. *IEEE UFFC*, 49(4):426–435, 2002.
- J. SCHMEDES, R.J. ARCHULETA et D. LAVALÉE : Dependency of super-shear transition and ground motion on the autocorrelation of initial stress. *Tectonophysics*, 493:222–235, 2010a.

- J. SCHMEDES, R.J. ARCHULETA et D. LAVALLÉE : Correlation of earthquake source parameters inferred from dynamic rupture simulations. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 115(B03304), 2010b.
- C. H. SCHOLZ : *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge University Press, 2002.
- CH. SCHOLZ : Earthquakes and friction laws. *Nature*, 391(6662):37–42, 1998.
- A. SCHUBNEL, S. NIELSEN, J. TADDEUCCI, S. VINCIGUERRA et S. RAO : Photo-acoustic study of subshear and supershear ruptures in the laboratory. *Earth and Planetary Science Letters*, 308:424–432, 2011.
- S. Y. SCHWARTZ et J. M. ROKOSKY : Slow slip events and seismic tremor at Circume-Pacific subduction zones. *Reviews of geophysics*, 47(RG3004), 2007.
- P. SOMERVILLE, K. IRIKURA, R. GRAVES, D. SAWADA, S. ans Wald, N. ABRAHAMSON, Y. IWASAKI, T. KAGAWA, N. SMITH et A. KOWADA : Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion. *Seismological Research Letters*, 70(1):59–82, 1999.
- M. TANTER, J. BERCOFF, R. SINKUS, T. DEFFIEUX, J.-L. GENNISSON et M. FINK : L'élastographie par ultrasons ou résonance magnétique : de nouveaux outils de diagnostic en cancerologie. *Medecine Nucléaire*, 31:132–141, 2007.
- K. UENISHI et J.R. RICE : Universal nucleation length for slip-weakening rupture instability under nonuniform fault loading. *Journal of Geophysical Research*, 108(B1):2042, 2003.
- M. VALLÉE, M. LANDÈS, N. M. SHAPIRO et Y. KLINGER : The 14 November 2001 Kokoxili (Tibet) earthquake : high-frequency seismic radiation originating from the transitions between sub-rayleigh and supershear rupture velocity regimes. *Journal of Geophysical Research*, 113(B07305), 2008.

- C. VOISIN, M. CAMPILLO, I.R. IONESCU, R. HASSANI et Q.L. NGUYEN : Process and signature of initiation on a finite fault system : a spectral approach. *Geophysical Journal International*, 148(1):120–131, 2002.
- K. XIA, A.J. ROSAKIS et H. KANAMORI : Laboratory earthquakes : the sub-Rayleigh-to-supershear transition. *Science*, 303:1859–1861, 2004.
- K. XIA, A.J. ROSAKIS, H. KANAMORI et J.R. RICE : Laboratory earthquakes along inhomogeneous faults : directionality and supershear. *Science*, 308: 681–684, 2005.
- W. ZHANG, T. IWATA, K. IRIKURA, H. SEKIGUCHI et M. BOUCHON : Heterogeneous distribution of the dynamic source parameters of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 108:2232, 2003.