

CONFÉRENCE-DÉBAT
CONFERENCE-DEBATE

La dynamique des tremblements de terre vue à travers le séisme de Landers du 28 juin 1992

Sophie Peyrat^{a,b}, Raúl Madariaga^a, Kim Bak Olsen^b

^a École normale supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France

^b Institute of Crustal Studies, University of California, Santa Barbara, CA 9305, USA

Note présentée par Jean-Baptiste Leblond et Yves Pomeau.

Résumé

Nous étudions l'influence des conditions initiales et des lois de frottement sur la propagation de la rupture lors du tremblement de terre du 28 juin 1992 près de Landers en Californie. Nous modélisons ce séisme en résolvant l'équation de l'élastodynamique par une méthode différences finies et modélisons les accélérogrammes observés afin d'acquérir une meilleure connaissance du processus de rupture dynamique de ce séisme. Dans notre modèle la rupture dynamique croît spontanément sous le contrôle simultané de la contrainte initiale et des paramètres de la loi de frottement qui a été modélisée simplement en utilisant une loi d'adoucissement par glissement. Finalement, nous avons inversé les contraintes initiales et les paramètres de la loi de frottement par une méthode d'essai-erreur à partir du rayonnement observé dans des stations sismiques proches de ce séisme. Les modèles dynamiques obtenus par inversion produisent des sismogrammes synthétiques en très bon accord avec les données. L'histoire de la rupture et la durée du séisme de Landers sont en accord avec les résultats des inversions cinématiques précédentes, sans présenter de changements majeurs dans la distribution de glissement sur la faille. La solution du problème dynamique n'est pas unique car le problème inverse de la source sismique est fondamentalement mal posé. Deux modèles mécaniques complémentaires ont été construits pour modéliser le séisme de Landers et reproduire les données. Le premier modèle correspond au modèle que les sismologues appellent d'aspérité où seule la distribution de contrainte initiale sur la faille est hétérogène. Le deuxième modèle est un modèle dit de barrières, où tout est maintenu constant sur la faille à l'exception de la résistance à la rupture. *Pour citer cet article : S. Peyrat et al., C. R. Mecanique 330 (2002) 235–248.* © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

fatigue / fracture / tremblements de terre

Rupture dynamics of the 28 June 1992 earthquake near Landers in California

Abstract

We study the influence of initial conditions and of friction laws on the propagation of dynamic rupture during the earthquake of 28 June 1992 in Landers, California. We model this earthquake solving the elastodynamic wave equation by a finite difference method and we model observed accelerograms in order to get a better knowledge of the dynamic rupture process of this earthquake. In our model rupture propagates spontaneously under the simultaneous control of the initial stress field and friction. We model friction by a simple

Adresses e-mail : madariag@geologie.ens.fr (R. Madariaga); kbolsen@crustal.ucsb.edu (K.B. Olsen).

slip-weakening law. Finally, we inverted the initial stress field and the friction law from the radiation produced by 1992 Landers earthquake using a trial-and-error method. The dynamic model obtained by trial-and-error inversion provides a very satisfactory fit between synthetics and strong motion data. Rupture history and duration of the Landers earthquake are in good agreement with previous kinematic inversion results, without introducing major changes in final slip distribution on the fault. The solution of the dynamic inverse problem is non-unique because this problem is intrinsically ill-posed. Two complementary mechanical models were inverted in order to model the Landers earthquake, and to reproduce the seismic data. The first model corresponds to the asperity model in which only initial stress distribution is heterogeneous. The second model is a barrier model in which the initial stress was perfectly uniform while rupture resistance was heterogeneous. *To cite this article: S. Peyrat et al., C. R. Mecanique 330 (2002) 235–248.* © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

fatigue / fracture / earthquake dynamics

Abridged English version

Earthquakes are due to a sudden brutal loss of traction across one or more pre-existing faults. In this paper we apply this model to the study of the rupture process of the Landers earthquake of 1992. This event has been carefully studied by a number of authors using an approximate method whereby the slip across the fault is inverted using a kinematic model of the propagation of the rupture front. Here we invert the seismic data of the Landers earthquake using a well-posed dynamic fault model, where the rupture propagates spontaneously under the control of the initial stress conditions on the fault together with a slip-weakening model of friction. We demonstrate that this model is ill posed so that an infinity of solutions exist. All these solutions share the same approximate distribution of a non-dimensional parameter that we call κ . This parameter controls the bifurcation that leads to fracture propagation in the earthquake and is an extension to shear fracture of the Griffith criterion.

Since inversion is non-unique we invert for two extreme models of the rupture process that were proposed by seismologists about 20 years ago on the basis of some preliminary observations of earthquake complexity. In the first model, called the asperity model by Kanamori et al. [8], friction is assumed to be constant while initial stress is heterogeneous. In the other, the so-called barrier model proposed by Das and Aki [7], initial stress is assumed to be uniform while rupture resistance (friction) is heterogeneous.

We invert for each of these models by a trial and error method starting from a direct model of the Landers earthquake studied by Olsen et al. [21]. From some simple considerations about stress change during this the Landers event these authors computed an initial stress model that agreed with the final slip distribution inverted by Wald et al. [9] from geodetic, geological and seismic data. In the asperity model we use a uniform distribution of rupture resistance. Computing the rupture process with a finite difference technique it is possible to show that dynamic rupture shared a number of properties with the kinematic model of Wald et al. but it does not fit the seismic observations very well. In this work we invert the initial stress field by a trial and error method starting from Olsen et al. model. After several hundred iterations we find a final model that fits all observations and is mechanically sound. The final model is quite close to that of Wald and Heaton, but it differs in the final stages of rupture. The fit to the seismic observations is just as good as for the kinematic model.

Then we invert for a barrier model where initial stress is assumed to be constant while friction is variable in space as shown in Fig. 3 at the bottom. We invert by trial and error the friction distribution starting from a distribution computed from the asperity model using the properties of the parameter κ . After a few iteration our dynamic model converges to a solution that fits the observed seismograms even better than the asperity model. Thus two different models match all observables and we can build a full series of models that fit the data. What are the common features of these models? The most important is that the value of κ is

extremely close to critical, implying that earthquake ruptures propagate under conditions that barely satisfy the Griffith criterion for shear rupture. Second, we found that the energy release rate for all models is close to 5 MJ/m^{-2} , a very large value that can only be explained if we accept that rupture in earthquakes occurs on a rather wide fault zone containing number of sub-faults inside the gouge zone.

1. Introduction

L'hypothèse fondamentale en sismologie est que les roches de la lithosphère, soumises à des fortes contraintes, réagissent en glissant de façon brutale le long de fractures ou failles préexistantes. Le glissement se produit lorsque la contrainte de cisaillement dépasse les forces de frottement qui résistent au déplacement [1,2]. Divers auteurs [3] ont proposé une théorie des dislocations qui a permis de calculer le rayonnement de la faille au cours du glissement. Haskell [4] a introduit le premier modèle de front de dislocation se propageant le long d'une faille préexistante. Ce modèle que nous appellerons cinématique par la suite est à la base de toutes les techniques d'inversion du mouvement à la source à partir d'observation du mouvement en champ proche ou lointain.

Presqu'en même temps que les modèles cinématiques, Kostrov [5] proposa une théorie dynamique de la rupture sismique basée sur la mécanique de la rupture en mode II et III. Dans ce modèle le séisme est modélisé par la propagation d'une fissure de cisaillement, et le glissement est une conséquence de la relaxation des contraintes. D'après Kostrov, le critère de rupture doit dépendre de la distribution de contraintes dans le voisinage du front de rupture. Par conséquent, les critères de rupture ne peuvent pas être des fonctions de l'état de contraintes d'un seul point, ils doivent forcément contenir une échelle de longueur. Griffith [6] fut le premier à introduire un tel critère de rupture dans la mécanique de la fracture. Ce critère énergétique implique que la rupture se produit lorsqu'il y a une énergie suffisante pour rompre le matériau élastique.

Grâce à l'amélioration des observations plusieurs séismes récents ont pu être étudiés en grand détail à partir de données géodésiques, sismiques et géologiques. Ces observations montrent invariablement que les séismes sont extrêmement complexes. Deux modèles hétérogènes idéalisés ont été proposés afin d'expliquer cette hétérogénéité. Das et Aki [7] ont proposé un modèle dit de barrières où la faille contient des zones de frottement ou de résistance à la rupture très variables. La nucléation de la rupture se fait dans une zone de faible résistance et la fracture se propage entre les barrières. Un autre modèle, dit d'aspérités, a été proposé par Kanamori et al. [8] qui ont attribué la complexité à des zones de concentration de contraintes distribuées sur la faille qui seraient dues à des précédents séismes ou à du glissement aisé. Dans ce cas, le glissement se propage de préférence dans les régions à fortes contraintes.

Dans ce travail nous utiliserons le tremblement de terre qui s'est produit à Landers en Juin 1992 afin d'inverser les paramètres qui contrôlent la propagation de la rupture sismique. Ce tremblement de terre a déjà été étudié de façon exhaustive par des méthodes cinématiques (voir par exemple, [9,10] ou [11]). Notre objectif dans cet article n'est pas de déterminer les détails de la rupture, mais de se servir du séisme afin d'explorer les paramètres mécanique qui contrôlent la propagation de la rupture. Nous montrerons que ce problème inverse est fondamentalement mal posé et nous proposerons un modèle de barrière et un modèle d'aspérité pour ce tremblement de terre. Ces deux modèles sont des exemples extrêmes d'une famille de modèles qui satisfont tous les observables. Nous examinerons les paramètres qui sont bien résolus dans notre inversion, et conclurons que la loi de frottement possède une longueur caractéristique de l'ordre de 80 cm et que l'énergie de fracturation est de l'ordre de 5 MJ/m^2 .

2. Modèle de source dynamique

La source d'un séisme est considérée comme la propagation d'une rupture spontanée le long d'un ou plusieurs segments de faille au sein d'un milieu élastique linéaire. Le problème dynamique consiste à

trouver des solutions de l'équation de l'élastodynamique [12] :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} \\ \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} &= \lambda \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{I} + \mu [(\nabla \mathbf{v}) + (\nabla \mathbf{v})^T] + \dot{\mathbf{m}} \end{aligned} \quad (1)$$

où \mathbf{v} est le vecteur vitesse, $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur des contraintes, ρ est la densité du milieu, λ , μ sont les modules élastiques de Lamé, et \mathbf{f} et $\dot{\mathbf{m}}$ sont les distributions de taux de force et de moment qui seront négligées par la suite. Les équations (1) seront résolues numériquement en utilisant une méthode de différences finies du quatrième-ordre dans un milieu élastique tridimensionnel. Nous utiliserons des conditions initiales homogènes et les conditions aux limites suivantes : une condition de surface libre au sommet de la faille, et des conditions absorbantes aux bords de grille afin d'éliminer les réflexions numériques.

La source des ondes est le glissement sur la ou les failles sur lesquelles s'est produit le séisme (voir Fig. 1). Afin de simplifier l'exposé nous considérons que la faille est plane, verticale et perpendiculaire à l'axe z . L'axe vertical est y et x est la coordonnée le long de la trace de la faille en surface. Soit $\Gamma(t)$ la zone de faille active à l'instant t , le vecteur glissement est :

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}^+(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}^-(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{x} \in \Gamma(t) \quad (2)$$

où $\mathbf{u}^+(\mathbf{x}, t)$ et $\mathbf{u}^-(\mathbf{x}, t)$ sont respectivement les déplacements du bord supérieur et inférieur de la faille. Le glissement se fait uniquement dans le plan de faille et celle-ci ne peut pas s'ouvrir ($\mathbf{D} \cdot \mathbf{e}_z = 0$, ainsi le vecteur déplacement s'écrit $\mathbf{D} = [D_x, D_y, 0]$). Ce glissement \mathbf{D} est associé à une variation de la traction à travers la faille

$$\Delta \mathbf{T} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{e}_z = [\sigma_{xz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zz}] \quad (3)$$

L'hypothèse fondamentale dans la dynamique de la source est que la traction et le glissement sur la faille sont associés par une loi de frottement macroscopique. Cette loi constitutive dépend du glissement \mathbf{D} , de la vitesse de glissement $\dot{\mathbf{D}}$ et d'un certain nombre de variables d'état, θ_i , qui décrivent entre autres le contact, la pression de fluide, la température [13,14]. Une expression générale de cette relation constitutive est $\mathbf{T}(\mathbf{D}, \dot{\mathbf{D}}, \theta_i)$.

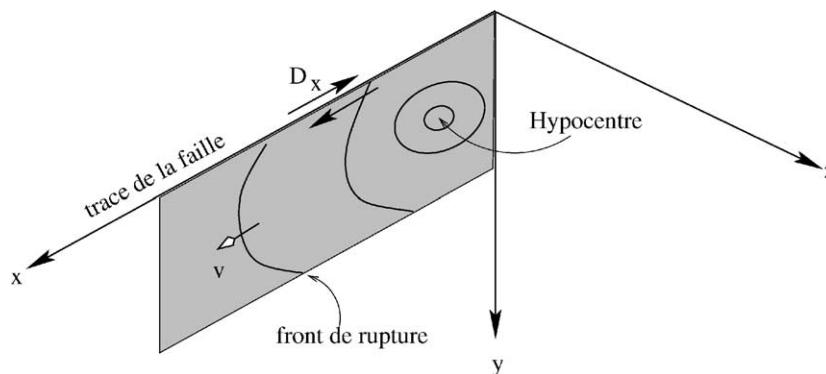


Figure 1. Modèle de faille verticale étudiée dans cet article. Le glissement à travers la faille est supposé horizontal (décrochement pur). La rupture commence à l'hypocentre et se propage à une vitesse déterminée par la solution de l'équation des ondes élastiques et des conditions aux limites de frottement entre les lèvres de la faille.

Figure 1. Model of the vertical fault studied in this article. The slip across the fault is assumed to be horizontal (pure shear dislocation). The rupture starts at the hypocentre and propagates at a speed given by the solution of the elastic wave equation and the conditions of the friction limits between the walls of the fault.

La traction totale sur la faille est la somme des contraintes internes présentes avant le début du glissement (\mathbf{T}^0) et la variation due au séisme. Cette traction doit être égale au frottement :

$$\mathbf{T}(\mathbf{D}, \dot{\mathbf{D}}, \theta_i) = \mathbf{T}^0(\mathbf{x}) + \Delta\mathbf{T}(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{x} \in \Gamma(t) \quad (4)$$

Le glissement étant produit par les forces jouant sur la faille, le vecteur glissement et la traction doivent être antiparallèles. La loi de frottement devient alors :

$$-T(\mathbf{D}, \dot{\mathbf{D}}, \theta_i) \frac{\dot{\mathbf{D}}(t)}{\|\dot{\mathbf{D}}(t)\|} = \mathbf{T}^0(\mathbf{x}) + \Delta\mathbf{T}(\mathbf{x}, t) \quad (5)$$

Dans cette étude nous supposons que la contrainte initiale est partout parallèle à l'axe des x ($\mathbf{D} = D\mathbf{e}_x$). Dans ce cas cette équation se simplifie comme suit :

$$T(D, \dot{D}, \theta_i) = T_x^0(\mathbf{x}) + \Delta T_x(\mathbf{x}, t) \quad (6)$$

2.1. Lois de frottement

Il existe deux approches complémentaires aux lois de frottement : (a) les lois d'adoucissement de la traction en fonction du glissement introduites en sismologie par Ida [15] ; et (2) les lois dites de «rate and state» introduites par Dieterich [13] où le frottement est fonction à la fois de la vitesse de glissement et des variables d'état. Du point de vue de la dynamique de la rupture ces deux lois donnent de résultats tout à fait comparables. Dans ce qui suit nous utiliserons la loi d'adoucissement linéaire d'Ida [15]

$$T(D) = \begin{cases} T_u \left(1 - \frac{D}{D_c}\right) + T_r & \text{pour } D < D_c \\ T_r & \text{pour } D > D_c \end{cases} \quad (7)$$

où T_r est la contrainte résiduelle agissant sur la faille pour des grands glissements. Le glissement est nul jusqu'à ce que la contrainte atteigne une valeur maximale (T_u). D_c est la distance caractéristique de glissement, cette distance définit le glissement minimum en dessus duquel la rupture devient complètement instable. L'énergie de relaxation G (energy release rate) pour ce modèle est :

$$G = \int_0^{D_c} (T(D) - T_r) dD = \frac{1}{2}(T_u - T_r)D_c \quad (8)$$

Ainsi, l'augmentation des paramètres du frottement, contrainte seuil (T_u) ou distance d'affaiblissement de glissement (D_c), a pour effet d'augmenter la résistance à la rupture (G).

3. Quelques propriétés de la rupture dynamique

Comme nous venons de voir un séisme se produit quand l'état de contrainte sur une faille préexistante a atteint un état critique par rapport à la loi de frottement sur la faille. Les paramètres de contrôle de la rupture sont : (1) les vitesses de propagation des ondes sismiques, (2) les constantes élastiques (λ et μ), (3) la contrainte initiale T_0 sur la faille et (4) la loi de frottement caractérisée par les paramètres T_u , T_r et D_c . Parmi ces paramètres, la vitesse des ondes et les paramètres élastiques ne varient guère pendant le séisme. La propagation de la rupture est donc entièrement contrôlée par la contrainte initiale et la loi de frottement.

La contrainte initiale sur la faille est due à la somme des contraintes accumulées lentement à cause des déformations de la lithosphère terrestre (la tectonique) et aux contraintes résiduelles des précédents séismes (héritage sismique).

3.1. Paramètre de control de la rupture κ

En réalisant une analyse dimensionnelle des équation de la élastodynamique et des conditions aux limites [16] ont identifié un paramètre non dimensionnel qui contrôle la rupture :

$$\kappa = \frac{T_e^2 L}{\mu(T_u - T_r)D_c} \quad (9)$$

où L est une échelle de distance caractéristique de la distribution de contraintes initiales. $T_e = T_0 - T_r$ est la contrainte effective de cisaillement, T_u est la contrainte seuil, T_r la contrainte résiduelle, D_c est la distance d'adoucissement de glissement et μ est le module de cisaillement. On peut facilement démontrer que le paramètre κ représente approximativement le rapport de l'énergie disponible par unité de surface de faille ($W \simeq T_e^2 W/\mu$) à l'énergie de fracturation nécessaire pour rompre ($G \simeq T_u D_0$). Pour l'initialisation de la rupture, κ doit avoir une valeur minimale que l'on peut déduire directement du critère de Griffith. Pour une valeur de κ inférieur à un seuil critique κ_c la rupture ne se propage pas. [16] ont trouvé que κ_c , valeur dépendante de la géométrie, était de l'ordre de 0,5–1.

Le problème de l'initiation de la rupture à été étudié de façon théorique et expérimentale (se référer, par exemple à Campillo et Madariaga [17]). Dans nos simulations, l'initiation de la rupture se fait en la forçant, c'est-à-dire que nous diminuons la contrainte seuil dans une région au voisinage de l'hypocentre.

4. Le tremblement de terre de Landers

Le tremblement de terre de Landers du 28 juin 1992 est l'un des tremblements de terre les mieux enregistrés en Californie, et l'un de mieux étudiés. Ce séisme de magnitude $M_w = 7,3$ s'est produit dans le désert de Mojave en Californie du Sud sur une série de failles décrochantes dextres dans la « Eastern California Shear Zone » (Fig. 2), au Nord de la faille de San Andreas. Son mécanisme est pratiquement un pur décrochement dextre, en accord avec la déformation régionale du bloc de Mojave [18]. Ceci veut dire que le glissement observé est complètement dominé par la composante de glissement parallèle à la surface libre, la composante D_x dans notre repère.

Dans l'étude et inversion du processus de rupture du séisme de Landers nous utiliserons les stations accélérométriques indiquées dans la Fig. 2. Ce sont les stations situées dans un intervalle de distance de 40 à 150 km de la faille. Les accélérogrammes ont été filtrés entre 0,07 et 0,5 Hz avec un filtre de Butterworth du troisième ordre à phase nulle, et doublement intégrés pour obtenir des déplacements. Seules les ondes S sont considérées car elles montrent moins d'indications de conversions de phases et de complexité de la propagation. Les accélérogrammes synthétiques ont été modélisés avec une méthode spectrale (Coutant, 1989) qui nous permet de propager le rayonnement produit par la rupture dynamique à des distances supérieures à celles qui sont possibles avec la méthode de différences finies.

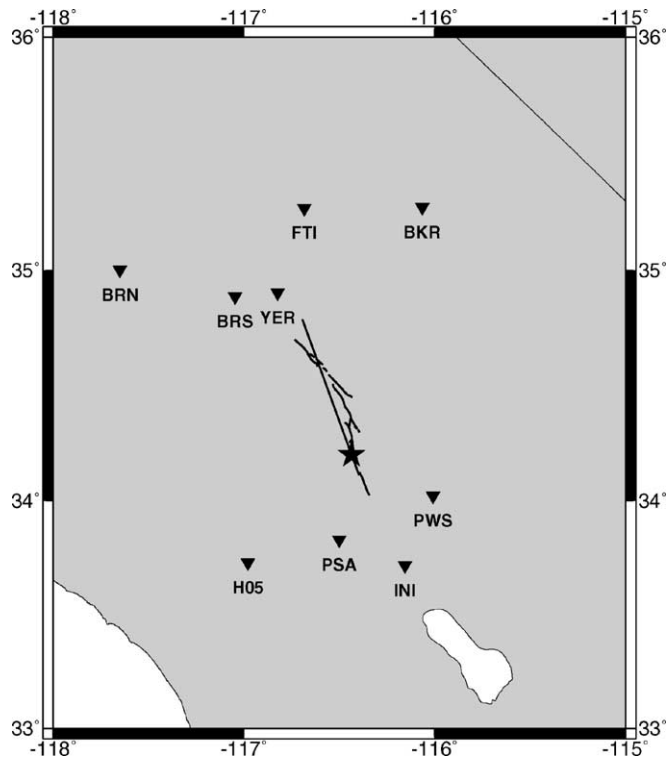
4.1. Les modèles cinématiques

Plusieurs auteurs ([9,10] ou [11]) ont inversé des modèles cinématique de rupture à partir de données sismologiques, géodésiques et géologiques. Parmi ces études nous avons choisi celle de Wald et al. [9] qui ont déterminé un modèle de rupture compatible avec toutes les données disponibles. La faille qui a rompu durant le tremblement de terre de Landers comprend trois segments principaux que l'on peut voir dans la Fig. 1 (voir [19] et [20]).

Le modèles cinématiques ne peuvent résoudre qu'une version simplifiée de la rupture du séisme de Landers. La principale limitation de la résolution est que nous ne pouvons simuler correctement la propagation des ondes sismiques dans la croûte à des fréquences supérieures à 1 Hz. Au delà de cette fréquence des phénomènes de diffraction et de diffusion des ondes deviennent dominants. Cette limitation nous force à filtrer les accélérogrammes utilisés dans l'inversion cinématique et dynamique. Appliquant un filtre de 1 Hz aux données implique que les plus courtes ondes résolues sont les ondes S de 3 km. Cette

Figure 2. La région du désert de Mojave en Californie du Sud. La trace de la faille de Landers est montrée par la ligne brisée. Dans nos calculs la faille été simplifiée utilisant la ligne droite. Les stations d'enregistrement du séisme utilisées dans notre étude sont identifiées par leur code à trois lettres.

Figure 2. The region of the Mojave desert in southern California. The trace of the Landers fault is shown by the broken line. In our calculations the fault has been simplified to a straight line. The earthquake recording stations used in our study are identified by their three letter codes.



dimension établi une longueur de coupure dans nos simulations et est très utile afin de réduire le nombre d'éléments dans la maille de calcul de la simulation.

4.2. Méthode numérique de modélisation dynamique

À partir du modèle cinématique de [9,21] ont obtenu une première modélisation dynamique de ce tremblement de terre utilisant une méthode de différences finies du 4^{ème} ordre. La rupture dans ce modèle se propage spontanément, contrôlée seulement par l'état de contrainte initial et par la loi de frottement introduite entre les deux bords de la faille. Nous avons vu que la faille du séisme de Landers est composée de 3 segments principaux. Pour de raisons de modélisation numérique nous représenterons cette faille par un seul segment vertical. Nous supposons aussi que le glissement s'est produit uniquement dans la direction horizontale x et parallèlement à la contrainte de cisaillement appliqué $\sigma_{z,x}$, de sorte que le glissement devient une grandeur scalaire ($D_x = D$) dans la simulation dynamique. Cette hypothèse est conforme aux résultats d'inversion cinématiques de la source pour cet événement.

Dans nos simulations numériques nous avons adopté une discrétisation temporelle de 0,0125 s et un pas spatial de la grille de 200 m. Le pas spatial permet de résoudre correctement les longueurs d'onde de 3 km avec près de 12 éléments par longueur d'onde, ce qui est bien pour une méthode de différences finies d'ordre 4 (voir Madariaga et al. [12]). Le pas temporel a été choisi afin de satisfaire le critère de stabilité de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL). La grille numérique est de $401 \times 81 \times 100$, correspondant à la faille plane verticale de 80 km de long et de 16 km de profondeur. Dans la simulation nous utilisons le même modèle crustal régional que celui utilisé dans l'inversion cinématique de [9].

5. Inversion du processus dynamique de rupture

Le processus de rupture est très sensible à de faibles variations des distributions initiales de contrainte et des paramètres de la loi de frottement. Il peut être alors contrôlé en faisant varier ces états initiaux.

L'inversion dynamique consiste à déterminer la distribution de contraintes initiales et les paramètres de la loi de frottement à partir des données de mouvement fort disponibles. Ce problème inverse dynamique est fondamentalement mal posé car nous pouvons attribuer l'hétérogénéité initiale soit à la résistance à la rupture, soit à la contrainte initiale. Le premier cas correspond avec la description du modèle de barrières de Das et Aki [7] cité précédemment, le second correspond au modèle d'aspérité proposé par Kanamori et al. [8].

5.1. Inversion d'un modèle d'aspérités

Dans ce modèle la complexité de la rupture est entièrement attribuée à l'hétérogénéité de la contrainte initiale, tandis que les paramètres de la loi de frottement sont considérés uniformes sur la faille. Le modèle initial de l'inversion par essai-erreur est celui déterminé par Olsen et al. [21] à partir du glissement obtenu par Wald et al. [9]. À partir de la distribution de glissement déterminé par la cinématique, ils ont calculé par une méthode de différences finies le changement de traction statique ΔT le long de la direction longitudinale de la faille. En ajoutant cette valeur à la contrainte résiduelle, ils ont trouvé une contrainte initiale hypothétique T_0 pour ce séisme. La loi de frottement a été estimée par Olsen et al. [21] en imposant que la contrainte initiale sur la faille était partout juste au-dessous de la contrainte seuil T_u , sauf près de la zone d'initiation de la rupture.

Dans la Fig. 3 nous présentons en haut les conditions initiales pour l'inversion d'un modèle d'aspérités. Elle montre la distribution initiale de contrainte calculée par [21], avec de grandes zones de contrainte élevée presque homogène, entourées par des régions plus étroites de contrainte faible. A gauche en haut nous figurons le frottement maximum T_u qui est considéré uniforme dans ce modèle.

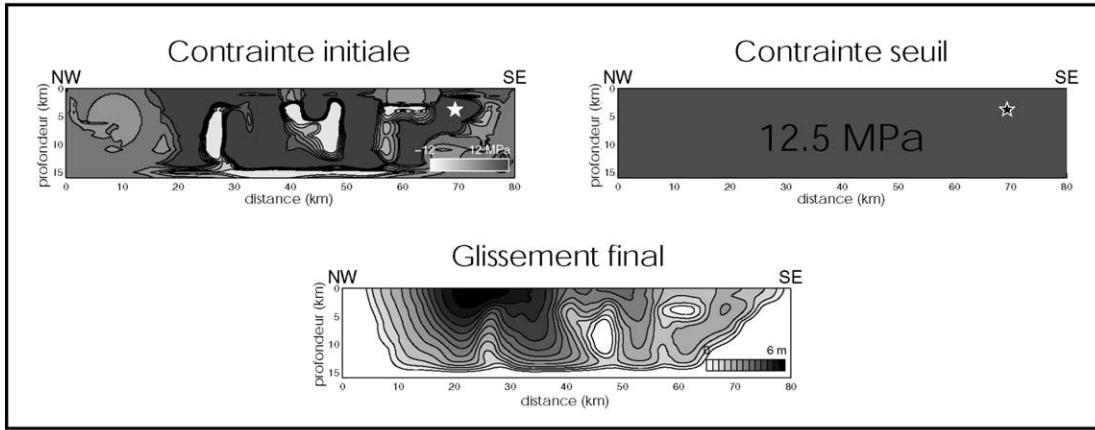
Nous utiliserons la contrainte initiale proposée [21] comme point de départ des itérations dans l'inversion. Notre objectif sera d'affiner ces valeurs par des modélisations itératives des accélérogrammes observés. Au cours des inversions nous avons modifié la contrainte initiale déterminée par Olsen et al. [21] par essai-erreur afin de produire une histoire de la rupture semblable aux enregistrements disponibles.

Le schéma 4 montre les résultats l'inversion dynamique de la rupture sur la faille. À gauche nous figurons les résultats du modèle d'aspérités. Chaque figure instantanée représente la vitesse de glissement horizontale durant 1 seconde. Nous observons que peu après l'initiation, la rupture se propage lentement vers le bas. Aux environs de 7 secondes la rupture semble s'arrêter, pour peu après, accélérer soudainement vers le haut. Elle ralentit encore vers 11 secondes avant de « sauter » plus au nord. Finalement, la rupture se termine dans la partie superficielle au nord-ouest de la faille après environ 21 secondes.

La vitesse de rupture montre de grandes variations. Si le front de rupture rencontre une région de contrainte forte, sa vitesse de rupture changera instantanément. Mais en moyenne, la rupture se propage avec une vitesse d'environ $2,7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, en bon accord avec la vitesse constante assumée dans les modèles cinématiques. Ainsi, notre modèle génère un temps total de rupture et une distribution finale de glissement similaires aux résultats obtenus par [9] par inversion cinématique. En outre, le moment sismique trouvé pour notre modèle dynamique est $M_0 = 0,7 \times 10^{27}$ dyne-cm, qui correspond à une magnitude de $M_w = 7,17$, en accord avec celle trouvées par le modèle cinématique $M_w = 7,2$ [9].

La Fig. 5 montre à gauche une comparaison entre les déplacements du sol observés et les synthétiques obtenus pour le modèle dynamique final d'aspérité. L'accord entre les synthétiques et les données est excellent pour le modèle final de l'inversion. En fait, il est aussi bon que celui obtenu par les auteurs d'inversions cinématiques. L'échelle d'amplitude est la même pour chaque station, de sorte que la directivité de la rupture de la source est clairement observée, par exemple dans les enregistrements de PWS ($\Delta = 44,2 \text{ km}$) situé au sud et de YER ($\Delta = 85,8 \text{ km}$) situé au nord de l'épicentre. Le déplacement maximal montre une forme différente pour ces deux stations reflétant la directivité de rupture du sud au nord : le déplacement maximum à la station PWS représente seulement 16 % de celui à la station YER en dépit de la distance épacentrale plus faible à PWS qu'à YER. La rupture est largement unilatérale vers le nord, entraînant une impulsion des ondes S d'amplitude élevée dans cette direction. Le meilleur ajustement est

Aspérité



Barrière

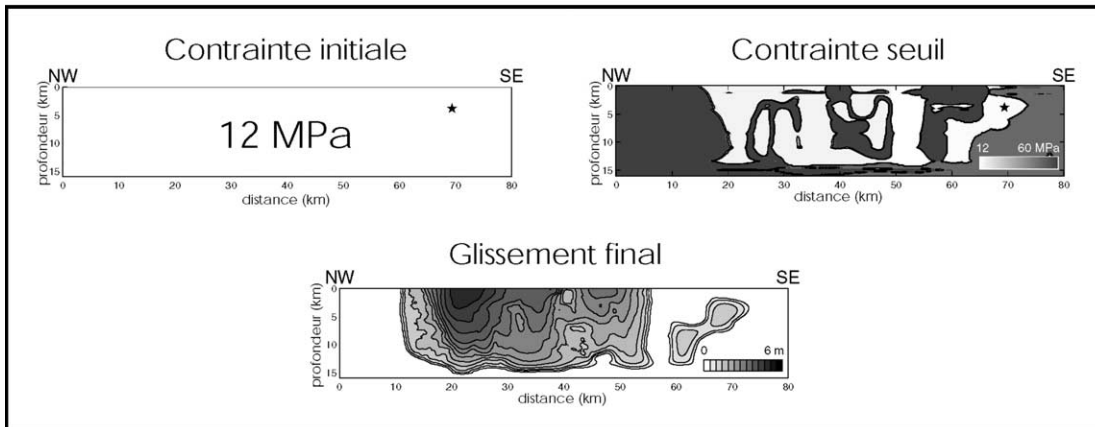


Figure 3. Deux modèles extrêmes du séisme de Landers étudiés par inversion de données. En haut, un modèle d'aspérités où la contrainte initiale est variable et la résistance à la rupture uniforme ; en bas, le modèle de barrières avec une contrainte initiale uniforme et une résistance à la rupture variable. Le glissement produit sur la faille dans les deux figures en dessous des conditions initiales. Ce modèle de glissement peut être directement comparé aux observations de moment sismique, de déplacements mesurés par GPS et par interférométrie radar.

Figure 3. Two extreme models for the landers earthquake studied by inversion. Above, an asperity model, where the initial stress is variable and the resistance to rupture uniform; below the barrier model with an initial uniform stress, and a variable resistance to rupture. The slip produced on the fault in the 2 cases is shown below the initial conditions. This slip model can be directly compared to observations of the seismic moment, the displacements measured by GPS and by radar interferometry.

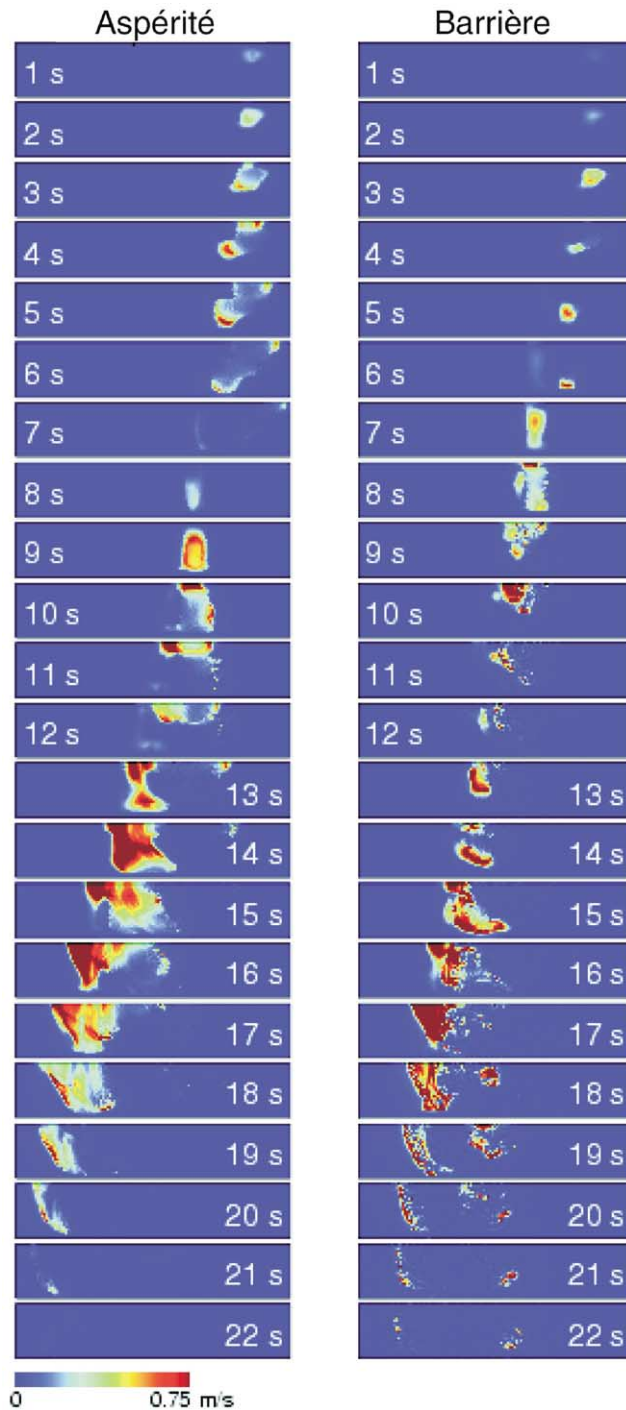


Figure 4. Vitesse de glissement sur la faille moyennée sur des intervalles de 1 s. A gauche le modèle de vitesse de glissement obtenu dans le modèles d'aspérités ; à droite celui inversé dans le cadre du modèle de barrières.

Figure 4. Sliprate on the fault, averaged over 1 s intervals. On the left the sliprate predicted by the asperity model; on the right that inverted from the barrier model.

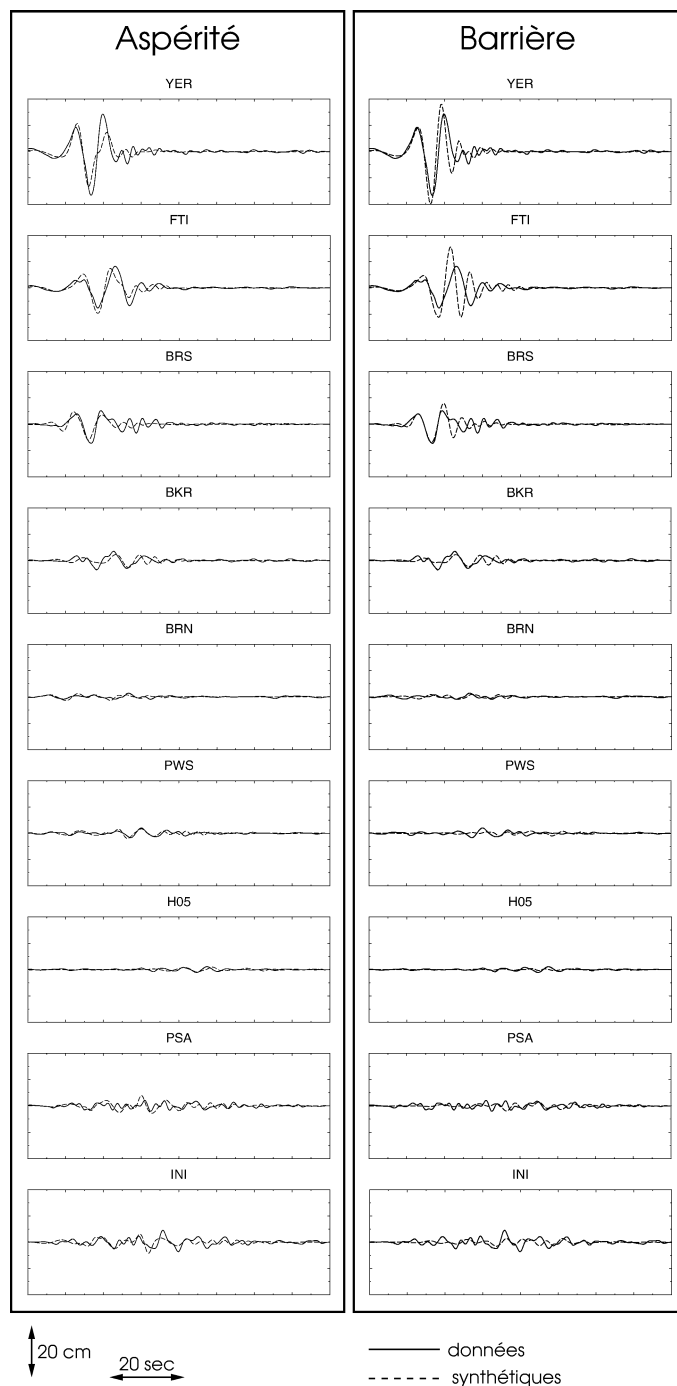


Figure 5. Comparaison entre les sismogrammes observés (en pointillé) et calculés (tracé continu) pour les deux modèles inversés : celui d'aspérités à gauche, celui de barrières à droite.

Figure 5. Comparisons between the observed seismographs (in dots), and the calculations (continuous line) for the two inversion models: asperity model on the left, barrier model on the right.

obtenu pour les stations BRS, YER et FTI dans la direction de la rupture. Les stations H05, PSA, INI et PWS sont situées dans la direction opposée à la propagation de la rupture, ce qui rend l'amplitude du déplacement plus faible qu'aux autres stations.

6. Inversion d'un modèle de barrières

Nous venons d'obtenir un modèle qui reproduit correctement les données. Ce modèle est une solution non-unique du problème inverse parmi une infinité des solutions. Afin d'illustrer la non-unicité fondamentale du problème inverse, nous examinons maintenant un modèle simple où la contrainte initiale est supposée constante sur la faille et la loi de frottement est variable. Celle-ci est représentée par l'énergie de fracturation $G = T_u D_c / 2$. Pour de raisons pratiques, nous avons choisi de faire varier la valeur de la contrainte seuil T_u sur la faille, et de garder D_c constant. Ce choix est motivé pour des raisons numériques, comme l'ont montré Madariaga et al. [12], faire varier D_c est numériquement plus difficile que modifier T_u car il faut respecter un certain nombre d'éléments de la maille à l'intérieur de la zone d'adoucissement autour du front de rupture.

Les différentes hypothèses sont : D_c est supposé constant sur la faille et de valeur égale à celle du modèle d'aspérité ($D_c = 0,8$ m); la valeur de la contrainte initiale est constante et égale à $T_0 = 12$ MPa. Nous inverserons pour la distribution de contrainte seuil T_u . Les conditions initiales de T_u ont été déterminées en utilisant le paramètre adimensionnel κ défini dans l'équation (9). Sachant que les valeurs initiales permettent à la rupture de se propager dans le modèle d'aspérités, une valeur de κ peut être calculée en chaque point de la faille. Ainsi, suivant l'hypothèse que les valeurs de T_e et D_c sont uniformes sur la faille pour le modèle de barrières, il est facile d'en déduire des valeurs de T_u en chaque point de la faille qui respecteraient :

$$\kappa \propto \left[\frac{T_e^2(x, y)}{T_u D_c} \right]_{\text{aspérité}} = \left[\frac{T_e^2}{T_u(x, y) D_c} \right]_{\text{barrière}} \quad (10)$$

les valeurs de μ et de L étant les mêmes pour les deux modèles. Ce point peut-être sujet à discussion, en tout cas pour les valeurs de L dans ce cas hétérogène. Néanmoins, par exemple L pourrait être pris comme la distance à l'hypocentre, ce qui effectivement signifierait que L est équivalent pour les deux modèles (Beroza, communication personnelle).

Procédant par une méthode d'essais-erreurs nous avons modifié localement la contrainte seuil calculée à partir du modèle d'aspérité, afin de reproduire l'histoire de la rupture, le glissement final et les sismogrammes du séisme de Landers. Le modèle final de distribution de résistance à la rupture, ainsi que le glissement final sont représentés en bas sur la Fig. 3.

On peut comparer la contrainte initiale du modèle d'aspérités avec la contrainte seuil T_u du modèle de barrières à partir de la Fig. 4. Les deux distributions ont des variations spatiales de longueur d'onde similaire. Cette caractéristique est normale puisque la contrainte seuil initiale a été calculée à partir de la contrainte initiale du modèle d'aspérité. Néanmoins, les variations de la contrainte seuil sont plus brutales. Le glissement final du modèle de barrière est plus homogène que celui du modèle d'aspérité. Cependant, les histoires de la rupture présentées dans la Fig. 4 sont très similaires. La rupture se propage selon un chemin complexe et se termine après environ 21 secondes dans la partie nord de la faille.

La Fig. 5 montre la modélisation des déplacements du sol calculés pour le modèle de barrières final. Les formes d'onde globales sont bien reproduites par les synthétiques, confirmant que notre inversion dynamique a convergé vers un modèle de rupture réaliste. Le meilleur accord est obtenu pour les stations situées dans la direction de la rupture. De plus, on constate que l'ajustement obtenu ici est meilleur que pour le modèle d'aspérité. Par exemple, la deuxième impulsion des données est mieux modélisée par le modèle de barrières que celui d'aspérités.

7. Conclusions et perspectives

La rupture dynamique du tremblement de terre de Landers a été inversée avec une méthode d'essai-erreur pour deux modèles complémentaires d'aspérité et de barrière. L'histoire de la rupture, le glissement final, le moment sismique et la durée de la rupture sont en excellent accord avec les résultats de l'inversion cinématique du séisme de Landers. Nos deux modèles satisfont presque tous les observables « statiques ». La propagation de la rupture inversée pour les deux modèles d'aspérité et de barrières (Fig. 4) est semblable dans sa globalité à celle déterminée par [9,10] ou [11]. Néanmoins, il existe une différence fondamentale entre les modèles cinématiques et dynamiques qui doit être notée : dans le modèle cinématique la propagation du front de rupture est imposée tandis que dans le modèle dynamique est elle une conséquence de la relaxation de contraintes qui accompagne la propagation de la rupture. De plus, un ajustement très satisfaisant entre les accélérogrammes synthétiques et observés a été obtenu. Ainsi, nous avons construit deux modèles mécaniquement bien posés du tremblement de terre de Landers qui satisfont les données sismologiques disponibles. À la différence des modèles cinématiques, construits uniquement à partir de la détermination de l'histoire du glissement sur la faille ; nos modèles, construits à partir d'hypothèses physiquement raisonnables sur la loi de frottement, ne possèdent pas de singularités non-physiques sur le front de rupture.

Les distributions finales de contrainte et de glissement sont peu sensibles à la cinématique réelle de la rupture. Mais il est important de reconnaître que les paramètres de la rupture sont dépendants entre eux. Par exemple, la durée de la rupture dépend fortement de la distribution finale de glissement et de la vitesse de glissement. Le paramètre principal qui contrôle ces résultats est l'énergie de fracturation que nous pouvons estimer directement de nos inversions. Pour le modèle d'aspérité elle peut être estimée en utilisant l'équation (4) : $G = 5 \text{ MJ/m}^{-2}$. Pour le modèle de barrières, G varie en fonction de la position car $T_u - T_r$ est variable mais en moyenne elle aussi de près de 5 MJ/m^{-2} . Cette quantité est plusieurs ordres de magnitudes plus importante que les valeurs cités dans les études de frottement en laboratoire. Nous pensons que cette différence provient du fait que dans les séismes, la zone impliquée dans le glissement est beaucoup plus large que celle mobilisée dans les expériences de laboratoire. Dans un séisme il n'y a pas un seul plan sur lequel se produit le frottement, mais une large zone intégrant plusieurs zones de glissement. Ce que nous observons est le résultat macroscopique de la propagation de la fracture.

Dans les deux modèles inversés la rupture semble être étroitement contrôlée par les hétérogénéités de contraintes initiales ou les variations des paramètres de la loi de frottement. Elles contrôlent très fortement la propagation de la rupture, et celle-ci se développe selon un chemin bien défini : elle se propage dans des régions relativement larges de contrainte forte ou de résistance faible et évite les zones où la contrainte est faible, ou bien contourne complètement les régions où la résistance est forte. Nous suggérons une explication simple de cette observation : les conditions de propagation d'un séisme sont partout très proches des conditions critiques telles qu'elles sont décrites par le paramètre κ . Si κ est proche de sa valeur critique la rupture se propage de la même façon dans les deux types de modèles inversés et donne donc les mêmes observables géodésiques et sismologiques. Il y a donc toute une famille des modèles intermédiaires entre les modèles extrêmes d'aspérité et de barrières qui satisfont aussi tous les observables. Ce qui les caractérise est une même distribution de la valeur de κ , rapport entre l'énergie de déformation disponible et l'énergie de fracturation absorbée. Une suggestion évidente est de ne plus discuter des modèles de rupture sismique en termes de contraintes mais en termes énergétiques. L'ambiguïté que nous avons mise en évidence explique aussi l'imprévisibilité des séismes. Étant donné que les conditions de propagation de la rupture sont très proches de la condition de Griffith, la propagation ou l'arrêt de la rupture est déterminé par un équilibre très précaire entre l'état de contraintes et la résistance à la rupture.

Remerciements. Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet « Modélisation des séismes et changement d'échelle » de l'ACI Catastrophes Naturelles du Ministère de la Recherche. Ce travail a bénéficié des nombreuses discussions avec Hideo Aochi.

Références bibliographiques

- [1] B. Kostrov, S. Das, Principles of Earthquake Source Mechanics, Cambridge University Press, 1988.
- [2] C. Scholz, The Mechanics of Earthquakes and Faulting, Cambridge University Press, 1989.
- [3] R. Burridge, L. Knopoff, Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.* 54 (1964) 1875–1888.
- [4] N.A. Haskell, Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Am.* 54 (1964) 1811–1841.
- [5] B. Kostrov, Self-similar problems of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.* 28 (1964) 1077–1087.
- [6] A.A. Griffith, The phenomenon of rupture and flow in solids, *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* 221 (1920) 163–198.
- [7] S. Das, K. Aki, Fault plane with barriers: a versatile earthquake model, *J. Geophys. Res.* 82 (1977) 5658–5670.
- [8] H. Kanamori, G.S. Stewart, Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976, *J. Geophys. Res.* 83 (1978) 3427–3434.
- [9] D. Wald, T. Heaton, Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* 84 (1994) 668–691.
- [10] B. Cohee, G. Beroza, Slip distribution of the 1992 Landers earthquake and its implications for earthquake source mechanics, *Bull. Seism. Soc. Am.* 84 (1994) 692–712.
- [11] F. Cotton, M. Campillo, Frequency domain inversion of strong motions: application to the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.* 100 (1995) 3961–3975.
- [12] R. Madariaga, K. Olsen, R. Archuleta, Modeling dynamic rupture in a 3D earthquake fault model, *Bull. Seism. Soc. Am.* 88 (1998) 1182–1197.
- [13] J. Dieterich, Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.* 84 (1979) 2161–2168.
- [14] A. Ruina, Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.* 88 (1983) 10359–10370.
- [15] Y. Ida, Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.* 77 (1972) 3796–3805.
- [16] R. Madariaga, K. Olsen, Criticality of rupture dynamics in 3-D, *Pageoph* 157 (2000) 1981–2001.
- [17] M. Campillo, R. Madariaga, Processus de rupture dynamique d'un grand séisme et loi de friction sur les failles, *C. R. Acad. Sci. Paris, Série IIa* 333 (2001) 531–544.
- [18] J.R. Unruh, W.R. Lettis, J.M. Sowers, Kinematic interpretation of the 1992 Landers earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* 84 (1994) 537–546.
- [19] K. Sieh, L. Jones, E. Hauksson, K. Hudnut, D. Eberhart-Phillips, T. Heaton, S. Hough, K. Hutton, H. Kanamori, A. Lilje, S. Lindvall, S.F. McGill, J. Mori, C. Rubin, J.A. Spotila, J. Stock, H. Thio, J. Treiman, B. Wernicke, J. Zachariassen, Near field investigation of the Landers earthquake sequence, April to July, 1992, *Science* 260 (1993) 171–176.
- [20] E. Hauksson, L.M. Jones, K. Hutton, D. Eberhart-Phillips, The 1992 Landers earthquake sequence: seismological observations, *J. Geophys. Res.* 98 (1993) 19835–19858.
- [21] K. Olsen, R. Madariaga, R. Archuleta, Three dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake, *Science* 278 (1997) 834–838.
- [22] J. Andrews, Rupture velocity of plane strain shear cracks, *J. Geophys. Res.* 81 (1976) 5679–5687.
- [23] G.I. Barenblatt, The formation of equilibrium cracks during brittle fracture. General ideas and hypotheses, *J. Appl. Math. Mech.* 23 (1959) 622–636.
- [24] M. Bouchon, The state of stress on some faults of the San Andreas system as inferred from near-field strong motion data, *J. Geophys. Res.* 102 (1997) 11731–11744.