



HAL
open science

L'ÉVOLUTION DES CONTRAINTES DÉDUITE DES VARIATIONS DE SISMICITÉ:APPLICATION AUX VOLCANS BASALTIQUES ET AUX FAILLES ACTIVES

Olivier Lengliné

► **To cite this version:**

Olivier Lengliné. L'ÉVOLUTION DES CONTRAINTES DÉDUITE DES VARIATIONS DE SISMICITÉ:APPLICATION AUX VOLCANS BASALTIQUES ET AUX FAILLES ACTIVES. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Savoie, 2009. Français. NNT: . tel-00398029

HAL Id: tel-00398029

<https://theses.hal.science/tel-00398029>

Submitted on 24 Jun 2009

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 SAVOIE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université de Savoie

Spécialité : **Terre Solide**

préparée au laboratoire **Laboratoire de Géophysique Interne et
Tectonophysique**

dans le cadre de l'École Doctorale **Terre Univers Environnement**

présentée et soutenue publiquement

par

Olivier Lengliné

le 12/01/2009

Titre:

L'ÉVOLUTION DES CONTRAINTES DÉDUITE DES VARIATIONS DE SISMICITÉ : APPLICATION AUX VOLCANS BASALTIQUES ET AUX FAILLES ACTIVES

Jury

M. Warner Marzocchi,	Rapporteur
M. Jean-Pierre Vilotte,	Rapporteur
M. Michel Campillo,	Examineur
M. Claude Jaupart,	Examineur
M. Jean Schmittbuhl,	Examineur
M. Jean-Luc Got,	Co-Directeur de Thèse
M. David Marsan,	Directeur de Thèse

Résumé

L'évolution des contraintes en profondeur, sur les systèmes actifs, est de nos jours mal connue. Il est cependant important de comprendre et d'identifier ces phénomènes de transfert de contrainte car ils sont à la base du déclenchement des séismes et des éruptions volcaniques. Diverses approches permettant de retrouver la variation de contrainte dans différents contextes sont abordées. La sismicité est utilisée comme observable dans chacun de ces problèmes.

Après avoir exposé les mécanismes générateurs de sismicité dans un contexte général, une méthode d'inversion de contrainte basée sur les équations du modèle de frottement *rate-and-state* est présentée.

Dans un deuxième temps, la variation de contrainte produite par une rupture pluri-décakilométrique est analysée. Cette analyse a permis de caractériser les changements de contrainte co- et post-sismique produits par le séisme de 2004 à Parkfield ($M_w = 6.0$), sur des aspérités sismiques avec une résolution encore jamais atteinte (de l'ordre de la dizaine de mètres). Il ressort en particulier que la variation de contrainte produite par ce séisme sur son plan de rupture est très hétérogène. En outre, il résulte de cette hétérogénéité que la loi d'Omori décrivant l'évolution temporelle des répliques ne correspond qu'à un comportement moyen de l'ensemble des aspérités sur une faille, chaque aspérité suivant quant à elle une dynamique quasi-déterministe.

L'étude de la variation de contrainte produite par le remplissage d'un réservoir magmatique a également été réalisée. Sur trois volcans basaltiques (Kilauea et Mauna Loa, à Hawaii et Piton de la Fournaise sur l'île de la Réunion), l'évolution de la sismicité et de la déformation résultant d'une accumulation de magma en profondeur est décrite. Cette description permet alors l'identification d'un processus magmatique à partir des signaux induits en surface, en particulier à partir du taux de sismicité. Dans un dernier temps, le rôle de la sismicité dans son propre déclenchement est évalué. Une méthodologie ne reposant que sur deux hypothèses simples (linéarité et approche champ moyen) est proposée. Cette méthode est capable de recouvrir la part de la sismicité qui ne résulte pas d'interactions entre séismes. Finalement, plusieurs extensions de cette méthode, dans le cas où le chargement est non-stationnaire, sont décrites pour retrouver la signature de transitoires asismiques.

Mots-clés : dynamique de la sismicité, variation de contrainte, frottement *rate and state*, volcans basaltiques, Parkfield, declustering

Abstract

The stress evolution at depth in active seismic areas is still poorly known. Yet, it is of fundamental interest to understand and to identify stress transfer mechanisms as they are responsible for earthquake triggering and predate volcanic eruptions. Several approaches leading to the stress evolution in various situations are addressed. The evolution of seismicity is used in each case as an observable, allowing to go back to the stress evolution.

After briefly reviewing earthquake generating mechanisms, a stress inversion method based on the rate-and-state friction model is presented.

Secondly, stress changes resulting from a strong earthquake are analyzed. This analysis allows to recover co- and post-seismic stress variations, experienced by single asperities, following the 2004, $M_w = 6.0$ Parkfield earthquake. The estimated stress changes show an heterogeneous distribution. It results that the Omori law that describes aftershock sequences is only a mean behavior of the whole population of asperities on the fault plane, each asperity having a quasi-deterministic occurrence pattern.

The estimation of the stress evolution produced by an accumulation of magma in a reservoir is also performed. The identification of an ongoing replenishment phase is based on the analysis of seismicity and deformation at three basaltic volcanoes (Kilauea and Mauna Loa, Hawaii and Piton de la Fournaise, Réunion island). The description of such signals is detailed and allows the characterization of a magmatic phenomenon from surface records, especially from seismicity rates.

At last, the effect of interacting earthquakes on the global seismicity signal is investigated. A model-independent stochastic declustering technique is proposed. The method is capable of determining the part of the seismicity that does not result from earthquake interactions. Several extensions of the method are proposed to retrieve the signature of aseismic transients from a non-stationary background earthquake rate.

Keywords : seismicity dynamics, stress transfer, rate and state friction, basaltic volcanoes, Parkfield, declustering

Remerciements

Je remercie tout d'abord mes deux directeurs de thèse : David Marsan et Jean Luc Got. Ils ont su tous les deux me guider intelligemment pour parvenir à la conclusion de ce travail. David a toujours su parfaitement répondre à toutes mes interrogations avec une très grande disponibilité et gentillesse. Avec Jean-Luc, les discussions ont constamment fait naître de nouvelles idées qui m'ont permis de progresser.

Je tiens également à remercier tous les membres du LGIT-Chambéry ainsi que Riad maintenant à Nice. Tous se sont toujours montrés très ouvert pour discuter travail ou de milliers d'autres choses et toujours dans la bonne humeur.

Je voudrais également remercier la composante Grenobloise du LGIT et en particulier les membres de l'équipe Physique et Chimie des Failles et ceux de l'équipe Volcans. J'ai beaucoup apprécié les conversations avec les personnes de ces deux équipes ainsi que leur intérêt pour mon travail.

Je souhaiterais remercier mon jury de thèse et tout d'abord Jean-Pierre Vilotte et Warner Marzocchi qui ont accepté sans hésitation de rapporter ce travail. Merci aussi à mes examinateurs : Michel Campillo et Claude Jaupart. Merci enfin à Jean Schmittbuhl pour avoir présidé ce jury et m'avoir proposé de venir travailler à Strasbourg.

Je remercie l'Union Européenne pour avoir financé cette thèse à travers le projet VOLUME.

Je remercie également tous les doctorants, stagiaires et étudiants qui se sont succédés au cours de ces quelques années ici et qui ont contribué à la bonne humeur au sein du laboratoire. Merci aux amis de Chambéry, Grenoble, Paris et de plus loin, à la famille et à tous ceux qui se sentiraient concernés.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Table des matières	vii
Introduction	1
1 Mécanismes générateurs de sismicité	9
1 La fracturation fragile	9
2 Le modèle de frottement <i>rate-and-state</i>	11
2.1 Description du glissement	13
2.2 Variation du taux de sismicité	15
2.3 Généralisation pour une histoire de contrainte quelconque	17
2.4 Génération de sismicité synthétique	19
2.5 Inversion de la contrainte à partir des variations de sismicité	20
2 Variation de contrainte produite par un séisme : le cas du séisme de Parkfield du 28 Septembre 2004	33
1 Présentation	33
2 Inferring the Coseismic and Postseismic Stress Changes Caused by the 2004, M=6 Parkfield Earthquake from Variations of Recurrence Times of Microearthquakes	36
3 Analyse de la variation de contrainte produite par le remplissage d'un réservoir magmatique	75
1 Présentation	75
2 Seismicity and Deformation Induced by Magma Accumulation at Three Basaltic Volcanoes	77
4 Déclenchement auto-entretenu de la sismicité	105
1 Introduction	105
1.1 Importance des petits séismes dans le déclenchement de la sismicité	105
1.2 Les différentes approches de <i>declustering</i>	108
2 Présentation de la méthode	109
2.1 Cas où le taux de fond est stationnaire	110
3 Cas où le taux de fond n'est pas stationnaire	113
3.1 Introduction	113
3.2 Première méthode	116
3.3 Deuxième méthode	121

3.4	Conclusion	124
5	Conclusion - Perspectives	125
	Bibliographie	131
	Annexes	150
A	Calcul de la matrice Jacobienne	151
B	Changements de variables	157
C	Extending Earthquakes' Reach Through Cascading	161

Introduction

La sismicité peut être définie comme la répartition spatio-temporelle des séismes dans une région donnée. C'est certainement l'observable le plus accessible et le plus abondant en sismologie permettant d'estimer un état de contrainte. L'évolution temporelle de la sismicité est donc un témoin des variations de contrainte qui se produisent dans le système étudié (Figure 1).

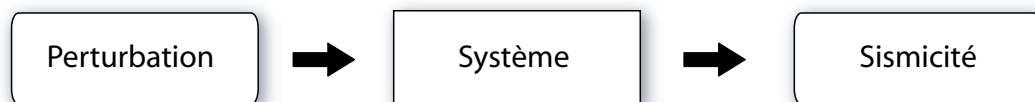


FIG. 1 – Une perturbation de contrainte quelconque qui s'applique sur un système donné produit une variation de sismicité à l'intérieur de ce système.

Les causes des perturbations de contraintes sont nombreuses et variées et sont principalement liées au contexte géodynamique de la zone étudiée. Ainsi dans un édifice volcanique par exemple, la principale source de variation de contrainte est liée à la mise en place et à la migration de magma en profondeur. Ce processus peut être très localisé et évoluer rapidement (stockage de magma en profondeur, propagation de dike, effondrement de caldeira ...), il en résulte que l'état de contrainte à l'intérieur de l'édifice volcanique est très variable à la fois en temps et en espace. Dans le cas tectonique, la variation de contrainte qui s'exerce sur une faille est le résultat de différentes contributions : c'est d'abord le chargement inter-sismique imposé par le glissement aux longues échelles de temps entre les deux compartiments de la faille ; c'est également la variation de contrainte post-sismique qui peut être importante dans certains cas.

Certains mécanismes associés à des transferts de contrainte ont été proposés pour expliquer les variations de sismicité :

- **le transfert statique de contrainte** : dans ce modèle, les variations de contrainte sont le résultat du champ de déplacement produit par le glissement d'un séisme sur une faille. Les séismes sont matérialisés par des dislocations et conduisent à l'apparition de zones chargées ou déchargées qui symbolisent les zones plus ou moins susceptibles de présenter une augmentation/diminution du taux de sismicité. Ce modèle peut très bien être appliqué également dans le cas volcanique, le transfert de contrainte résultant alors principalement de sources de magma en profondeur (réservoir) ou en surface (dike). Une revue sur le déclenchement de la sismicité par le transfert de contrainte statique dans le cas tectonique pourra être trouvée par exemple dans (*Stein, 1999*), et l'on trouvera des exemples pour le cas volcanique dans (*Nostro et al., 1998; Feuillet et al., 2004, 2006; Walter et Amelung, 2006; Amelung et al., 2007*). Les principales critiques portées à l'encontre de ce modèle concernent les incertitudes liées aux différents paramètres qui peuvent être importantes (*Steacy et al., 2004, 2005*) et l'absence de baisses de sismicité, prédites mais très rarement observées (*Parsons, 2002; Marsan, 2003; Felzer et Brodsky, 2005*). De plus, ce modèle ne montre, dans certains cas, qu'une faible corrélation entre les zones qui subissent une augmentation de contrainte et la localisation de la sismicité. C'est par exemple le cas pour la séquence de Colfiorito, Italie (*Miller et al., 2004*) ou bien pour le séisme de Hector Mine, Californie qui n'apparaît vraisemblablement pas dans une zone d'augmentation de contrainte produite par le séisme de Landers (*Harris et Simpson, 2002; Pollitz et Sacks, 2002*).

- **le transfert dynamique de contrainte** : ici c'est le passage d'une onde sismique qui est responsable du déclenchement de l'activité sismique enregistrée. Ce modèle permet notamment d'expliquer le déclenchement de la sismicité à longues distances et également l'absence de baisses de sismicité observées suite aux séismes. Malgré quelques observations remarquables (*Hill et al., 1993*), ce modèle paraît difficilement généralisable en dehors des zones géothermiques et volcaniques. On notera quand même l'étude de *Felzer et Brodsky (2006)*, qui semble indiquer que l'ensemble de la sismicité réagit à ces perturbations dynamiques, cependant, le faible nombre de séismes effectivement considérés

dans cette étude, limite la portée de l'interprétation. Notons pour conclure sur ce modèle qu'il n'est en soit pas suffisant pour expliquer comment la sismicité peut perdurer pendant plusieurs jours après le passage de l'onde sismique (*Brodsky, 2006*).

- **les glissements asismiques** : les séismes les plus importants sont presque toujours suivis d'un mouvement postsismique enregistrable en surface. Cette déformation postsismique peut se produire dans la partie en frottement stable de la faille (*Marone et al., 1991*). Dans ce cas, *Perfettini et Avouac (2004)* proposent de relier la déformation produite par ce glissement en profondeur à l'évolution de la sismicité. Nous pouvons également mentionner le cas où le glissement postsismique est produit par la relaxation asthénosphérique qui peut produire des séismes plusieurs années après l'initiation de la relaxation (*Pollitz et al., 1998; Freed et Lin, 2001*). La sismicité peut être vue comme le résultat de déformations transitoires asismiques en profondeur comme c'est par exemple le cas dans le golfe de Corinthe (*Bernard et al., 2004*) et dans le forage de Soultz (*Bourouis et Bernard, 2007*).
- **la diffusion de fluide** : les équations qui dérivent de la poroélasticité montrent que l'évolution de la pression de pore qui suit une perturbation (par exemple un séisme majeur) peut avoir les mêmes caractéristiques spatio-temporelles que la sismicité. On peut alors penser que la sismicité est le résultat de la mise en mouvement de fluides (par exemple *Bosl et Nur (2002)*). Cependant ce processus peut être complexe à modéliser car il fait intervenir des propriétés physiques des roches qui sont souvent mal connues et généralement très fluctuantes sur plusieurs ordres de grandeur (perméabilité). Il convient tout de même de constater que la migration de fluide en profondeur semble un mécanisme bien indiqué pour expliquer les essaims de sismicité, en particulier dans les régions non-volcaniques (*Miller et al., 2004; Jenatton et al., 2007; Bernard et al., 2005*).
- **autres modèles** : Signalons enfin également d'autres modèles pour lesquels

la perturbation de contrainte dans le système résulte principalement de la modification des propriétés rhéologiques du milieu étudié : endommagement et affaiblissement du milieu (*Lyakhovsky et al.*, 1997; *Ben-Zion et Lyakhovsky*, 2006), corrosion sous contrainte (*Atkinson*, 1984), effets thermiques (*Wiens*, 2001).

On voit ainsi que les perturbations de contrainte peuvent avoir de multiples causes physiques. Ce qui nous intéressera dans cette thèse c'est tout d'abord de comprendre les liens qui relient la perturbation de contrainte à la sismicité (cf. Figure 1). Cette première étape nous permettra alors de réaliser le processus inverse, c'est à dire de retrouver la variation de contrainte à partir de l'observable sismicité (Figure 2).

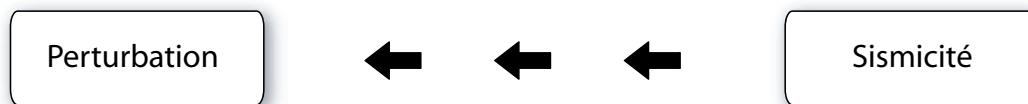


FIG. 2 – On cherchera dans cette thèse à remonter à l'évolution de la contrainte à partir de la variation de sismicité. La sismicité est un paramètre observable très accessible et on étudiera ainsi sa dynamique.

La sismicité montre des évolutions très différentes d'un lieu à l'autre et au cours du temps pour un site donné. Ce sont ces différentes formes d'évolution qu'il est nécessaire de comprendre pour remonter aux variations de contrainte. Il est constaté que les séismes sont bien plus amassés en temps que ce qui est attendu d'un simple processus de Poisson stationnaire (*Aki*, 1956; *Knopoff*, 1964; *Savage*, 1972). Cet amassement temporel est particulièrement marqué suite à un séisme majeur. On sait même donner une description statistique assez robuste de l'évolution du taux de sismicité qui suit ce choc principal. Cette évolution, en t^{-1} , formulée par Omori (*Omori*, 1894) puis généralisée par Utsu (*Utsu*, 1961) dans le cas d'un exposant différent de 1, est très rarement mise en défaut. D'autres formes d'évolution existent :

- Il peut s'agir de l'accélération du taux de sismicité, observée durant les dernières étapes avant la rupture d'un bloc rocheux (*Amitrano et al.*, 2005), ou

précédant une éruption (*Kilburn et Voight, 1998; Chastin et Main, 2003; Collobet et al., 2003*) ou même avant un séisme majeur (*Bowman et al., 1998*).

- Il existe également des cas où la sismicité est extrêmement concentrée en temps et en espace sans choc principal au début de la séquence. Dans ce cas, on parle souvent d'essaims de sismicité et l'évolution de la sismicité n'est pas bien décrite par une loi de type Omori-Utsu (par exemple *Hainzl et Fischer (2002)*).
- Enfin on peut également distinguer des cas, qui restent malgré tout assez rares, où la sismicité baisse brutalement suite à un choc important (*Dieterich et Okubo, 1996; Dieterich et al., 2000; Toda et Stein, 2003*).

On cherchera donc, dans cette thèse, à associer à différentes formes d'évolutions de la sismicité, l'évolution de contrainte qui en est responsable. À travers des exemples simples, on montrera que cette approche est possible et qu'elle permet d'apporter des informations nouvelles sur les caractéristiques des transferts de contrainte et sur leur évolution.

Dans un **premier chapitre**, nous aborderons les mécanismes générateurs de sismicité. Il s'agira tout d'abord du mécanisme associé à la fracturation fragile des roches. Nous montrerons que dans ce contexte, la rupture des matériaux est associée à un critère de rupture qui peut prendre la forme d'un seuil critique. Nous donnerons alors l'évolution de la sismicité d'un matériau sous contrainte à proximité de son seuil critique en fonction de la contrainte appliquée. Dans un deuxième temps nous nous intéresserons au modèle de frottement de type *rate-and-state*. Ce modèle tire son succès d'une très bonne description du glissement pour de nombreux matériaux testés en laboratoire (*Dieterich et Kilgore, 1994*). De plus le modèle *rate-and-state* est également capable de rendre compte de l'apparition de la loi d'Omori pour décrire les répliques et offre un cadre physique complet et suffisant qui permet de relier variation de contrainte et variation de sismicité (*Dieterich, 1994*). Nous présenterons succinctement les équations constitutives de ce modèle puis on dérivera les équations qui permettent d'évaluer la sismicité en fonction de différentes histoires

de contrainte. Enfin, nous présenterons deux méthodes d'inversion qui permettent de retrouver les variations de contrainte à partir des variations de sismicité, et l'on verra les limites de ces deux méthodes.

Dans le **deuxième chapitre** nous présenterons un premier exemple permettant d'identifier les liens entre la variation de contrainte et la variation de sismicité. Nous nous intéresserons dans ce premier exemple à la variation de contrainte produite dans le cas d'une rupture sismique de plusieurs dizaines de kilomètres (Figure 3).



FIG. 3 – *La rupture produite par un séisme conduit à un changement de la contrainte sur la faille. Ce changement de contrainte est responsable de la sismicité observée sur la faille. On utilisera ici la variation de sismicité sur des aspérités (de la taille de la dizaine de mètres) pour retrouver le changement de contrainte qui s'opère sur la faille.*

On cherchera particulièrement à caractériser la variation de contrainte co-sismique et post-sismique du séisme de Parkfield (Californie) de Septembre 2004. Le cas du séisme de Parkfield de 2004 est tout à fait remarquable car il s'intègre dans le cadre de séismes semblables produits sur le segment en fluage de la faille de San Andreas. À cet endroit, les séismes se répètent quasi-périodiquement sur les mêmes aspérités sismiques. Nous tirerons avantage de cette répétition quasi-périodique pour estimer la perturbation causée par le séisme de 2004 et nous montrerons alors que notre approche permet de retrouver la variation de contrainte sur la faille à l'échelle de l'aspérité (de l'ordre de la dizaine de mètres).

Dans le **troisième chapitre** nous présenterons un autre exemple montrant la possibilité de retrouver l'évolution de la contrainte à partir de celle de la sismicité. Ce deuxième exemple s'inscrit dans un contexte volcanique, et peut se schématiser par la Figure 4.

Nous isolerons la signature de la sismicité produite par le remplissage d'un ré-



FIG. 4 – *L'accumulation de magma provoque une augmentation de contrainte dans l'édifice volcanique. Cette augmentation de contrainte se traduit par une variation de sismicité. On étudiera au **chapitre 3**, les relations entre accumulation de magma et variation de contrainte puis entre la variation de contrainte et l'évolution de sismicité. On montre alors qu'il est possible de suivre l'évolution du remplissage du réservoir magmatique à partir de la sismicité.*

servoir magmatique pour trois volcans basaltiques (Kilauea et Mauna Loa, Hawaii et Piton de la Fournaise, île de la Réunion. Avec l'aide de données de déformation, nous proposerons un modèle qui permet d'expliquer les observations de déformation et de sismicité. Finalement nous relierons ce modèle à la variation de contrainte dans l'édifice.

Nous aborderons dans un **quatrième chapitre** un problème supplémentaire qui est la rétroaction de la sismicité sur elle même (Figure 5).

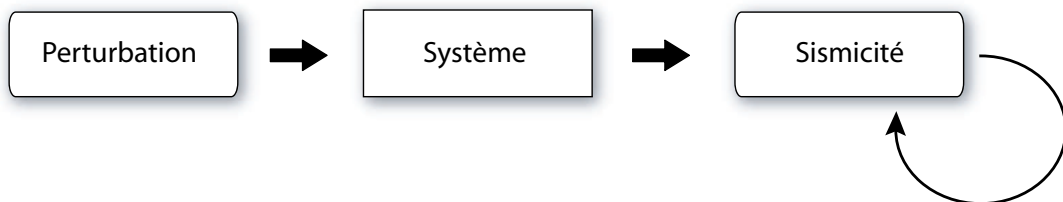


FIG. 5 – *La perturbation appliquée au système induit de la sismicité. Cette sismicité, à son tour, provoque des perturbations de l'état de contrainte du système qui modifient ainsi la variation de la sismicité. Il y a donc une rétroaction du signal de sismicité sur lui même.*

Cette rétroaction complique fortement le problème inverse permettant de retrouver la perturbation de contrainte. En effet le signal de sismicité à inverser ne dépend plus directement de la perturbation mais également, pour une part, de la sismicité elle même. Il faut alors distinguer ce qui est effectivement causé par la perturbation de ce qui n'est que conditionné par elle. Nous présenterons différentes approches qui

permettent de retrouver la variation de sismicité directement liée à une perturbation donnée et non à l'interaction entre les séismes eux mêmes.

En **conclusion** nous synthétiserons les principaux résultats apportés par ce travail et leurs implications. Nous discuterons également des développements futurs qui restent à accomplir, notamment en ce qui concerne l'application d'une méthode permettant d'estimer l'évolution temporelle du taux de sismicité de fond. Enfin nous argumenterons sur la nécessité d'une instrumentation continue pour la compréhension des transferts de contrainte dans les édifices volcaniques et sur les failles actives.

Chapitre 1

Mécanismes générateurs de sismicité

On présente dans ce chapitre deux mécanismes associés à la génération de sismicité. Le premier mécanisme est lié à la fracturation. Ce mécanisme est souvent associé aux essais de compression de matériaux en laboratoire. C'est un mécanisme également envisageable dans certains cas dans la nature quand la contrainte appliquée à un système conduit à la rupture du système plutôt qu'à un glissement à l'intérieur de celui-ci. Dans ce deuxième cas, les équations de frottement deviennent appropriées pour décrire le phénomène. Nous introduisons les équations du frottement dans la deuxième partie de ce chapitre.

1 La fracturation fragile

Les modèles faisant intervenir la fracturation des roches sont parfois utilisés pour expliquer l'apparition de sismicité. Dans de tels modèles, la fracturation se traduit la plupart du temps par l'ouverture d'une fissure et sa propagation, ou bien par la nucléation de nouvelles fissures dans le matériau sous contrainte. Un critère de rupture est souvent utilisé pour décrire l'état de contrainte maximum que peut supporter un matériau avant sa rupture. Les critères de Mohr-Coulomb et de Griffith sont les critères de rupture les plus souvent utilisés (*Scholz, 2002*).

Une fois atteint ce critère de nucléation, la dynamique de la fracture est contrôlée par des lois de comportements qui permettent de propager les fissures. C'est par exemple le cas dans le modèle de croissance sous critique de fissures. Dans ce modèle, le coin de la fissure présente une singularité géométrique qui agit comme concentrateur de

contrainte à cet endroit. La croissance de la fissure se fait alors en cassant la partie périphérique soumise à la plus forte concentration de contrainte (*Scholz, 2002*). Si l'on considère maintenant une fissure non plus dans un échantillon en laboratoire mais dans la croûte, ce processus de croissance de fissure peut être facilité par les réactions physico-chimiques se produisant à sa surface. En particulier, l'hydratation de la silice peut conduire à la disparition d'une liaison covalente et rendre le matériau plus facile à casser (*Atkinson, 1984*). Cependant, un simple chargement uniforme est suffisant pour provoquer la propagation de la fissure.

Il a été remarqué que dans la croûte, la sismicité liée à la fracturation, apparaissait même pour de très faibles valeurs d'augmentation de contrainte. Cette constatation restant valide, même pour des régions pourtant éloignées de zones tectoniquement actives. De telles augmentations de sismicité sont mises en évidence par exemple, lors de la mise en eau de barrage ou bien lors du percement de galeries dans les mines (*Grasso et Sornette, 1998*). Cette apparition de sismicité pour des perturbations très faibles de l'état de contrainte laisse suggérer que la croûte est partout très proche de son état de rupture (*Grasso et Sornette, 1998*). Cette proximité vis à vis de l'état de rupture peut se comprendre dans le cadre de la criticalité auto-organisée (*Bak et al., 1988*), (*Sornette et Sornette, 1989*). Les modèles de criticalité font intervenir un évènement critique qui déstabilise l'ensemble du système, souvent considéré comme présentant d'importantes hétérogénéités. Pour de tels systèmes, il est alors possible de décrire l'évolution du nombre de fractures dans les derniers instants avant la rupture. Durant cette période, les micro-fissures présentes dans le système, s'organisent en fonction de la contrainte appliquée au système. La rupture apparaît alors comme le point culminant de la nucléation, de la croissance et de la coalescence des micro-fissures.

L'évolution du nombre de fractures pendant cette période peut être caractérisée par un comportement de type

$$D \propto (\sigma_c - \sigma)^{-\gamma} \quad (1.1)$$

où σ_c est la contrainte critique du système, c'est à dire la contrainte à partir de laquelle il y a rupture, σ est la contrainte imposée au système, γ est l'exposant critique et D représente le nombre de fractures dans l'échantillon (*Garcimartin et al.,*

1997; *Zapperi et al.*, 1997; *Johansen et Sornette*, 2000). Une telle évolution est notamment décrite aussi bien lors d'expériences en laboratoire que dans la nature lors d'effondrement rocheux par exemple (*Amitrano et al.*, 2005) (Figure 1). On trouve alors que si l'évolution de la contrainte se fait à taux constant, l'augmentation du nombre de fissures au cours du temps évoluera en loi de puissance. Remarquons alors qu'en considérant la sismicité ou l'émission acoustique comme un témoin direct de la fracturation, il est alors possible de suivre l'évolution de la contrainte d'un système à partir de l'évolution de sa sismicité. Dans cette approche, (*Bowman et al.*, 1998) suggèrent par exemple que les grands séismes sont la matérialisation de l'évènement critique associé à la rupture de la croûte terrestre dans la région où se produit le séisme. Ils proposent ainsi que l'évolution de la sismicité précédant les séismes majeurs doit évoluer en loi de puissance. Un bon accord est trouvé pour l'analyse des principaux séismes en Californie qui se sont produits au cours des dernières décennies. Cependant, l'évidence reste faible, et la pertinence des accélérations trouvées reste sujette à discussion (*Hardebeck et al.*, 2008).

Le modèle de fracturation présenté ici semble trouver ses limites quand la sismicité n'est plus le résultat de la nucléation ou de la propagation de fissures à l'intérieur des roches. Cela se produit notamment quand la sismicité est le résultat du glissement de deux blocs l'un par rapport à l'autre. Dans ce cas, ce sont les équations du frottement qui semblent le modèle le plus adéquat pour expliquer l'évolution de la sismicité. En effet, s'il existe un plan de glissement favorablement orienté par rapport aux contraintes principales, alors, dans n'importe quel système, le glissement se produira sur ce plan, et pour des valeurs de contraintes plus faibles que celles nécessaires pour engendrer la fracturation. On va alors étudier dans cette deuxième partie les mécanismes de frottement et voir en particulier comment relier l'évolution de la contrainte et de la sismicité avec un tel modèle.

2 Le modèle de frottement *rate-and-state*

Dans un système donné, dès qu'une faille est formée, alors toute augmentations de contrainte dans ce système se manifesteront préférentiellement par le glissement

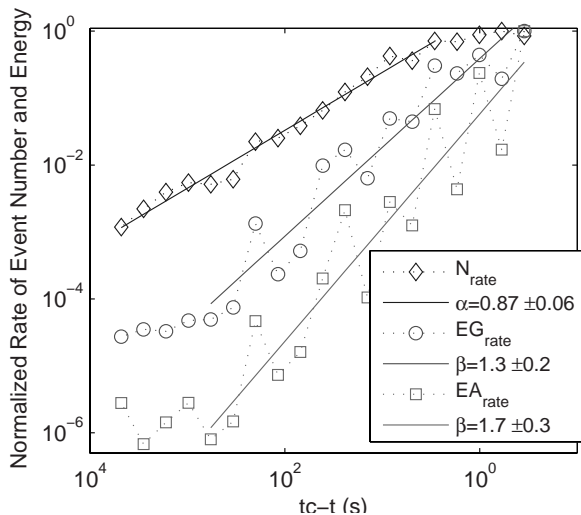


FIG. 1.1 – Évolution du taux d'événements par s (losange) et du taux d'énergie sismique enregistrée sur un géophone (rond) et sur un accéléromètre (carrés) en fonction du temps avant l'effondrement d'une falaise. Le temps de l'effondrement est noté t_c . D'après (Amitrano et al., 2005).

sur cette interface que par la fracturation de roches intacts. Ainsi, dans la croûte terrestre, les failles concentrent les contraintes tectoniques qui s'appliquent de part et d'autre de celles-ci. Il est donc important de comprendre comment s'opère le glissement le long de ces failles. Le modèle de frottement *rate-and-state* est un modèle physique qui dérive d'expériences de laboratoire. Il permet de rendre compte du glissement de deux blocs soumis à une force de frottement. En particulier le modèle considère une dépendance du coefficient de frottement en fonction du temps de contact et de la vitesse entre les deux blocs. Ce modèle non-linéaire est suffisant pour expliquer de nombreuses observations sismologiques (glissements lents, répliques ...), on pourra se référer à (Helmstetter and Shaw, Afterslip and aftershocks in the rate-and-state friction law, submitted to *J. Geophys. Res.* (2008)).

On rappellera pour commencer les principales équations qui permettent de décrire le glissement d'un objet soumis à frottement. Puis on fera l'analogie entre l'exemple simple du patin glissant tiré par un ressort et une aspérité sismique soumise à un chargement élastique. On verra alors en particulier que ces aspérités, lorsqu'elles subissent un chargement uniforme, donnent lieu à une instabilité de glissement assimilable à un séisme. On généralisera ensuite le comportement décrit pour une aspérité, à une population d'aspérité pour ainsi aboutir à la description de la sismicité. On regardera comment évolue cette sismicité sous différentes formes de chargement et lorsque l'on fait varier la contrainte dans le milieu. On présentera en particulier le cas du saut de contrainte qui donne lieu à la loi d'Omori. Enfin on présentera le problème inverse formulé par Dieterich et al. (2000) qui permet de retrouver la

variation de contrainte d'un système à partir des variations de sismicité. On verra les limites de l'approche présentée par *Dieterich et al.* (2000) et on tentera de formuler une autre méthode d'inversion.

2.1 Description du glissement

On introduit ici les équations de la loi de frottement *rate-and-state* qui permettent par la suite d'établir une relation entre les variations du taux de sismicité et les variations de contrainte. Le modèle de frottement *rate-and-state*, qui est présenté ici, dérive en majorité des principaux résultats présentés dans *Ruina* (1983), *Dieterich* (1992) et *Dieterich* (1994). Considérons le coefficient de frottement μ avec $\mu(\dot{\delta}, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n)$ où $\dot{\delta}$ représente la vitesse du glissement et les θ sont des variables d'état. Le coefficient de frottement μ peut s'exprimer sous la forme

$$\mu = \mu_0 + A \ln \frac{\dot{\delta}}{\dot{\delta}_0} + \sum_{i=1}^n B_i \ln \frac{\theta_i}{\theta_{i_0}}, \quad (1.2)$$

avec n le nombre de variables d'état prises en compte; μ_0 est le coefficient de frottement pour une valeur $\dot{\delta}_0$ du glissement et θ_{i_0} des différentes variables d'état. En général on ne considère qu'une seule variable d'état, θ , qui s'interprète comme l'âge moyen des contacts.

La variable d'état, θ , évolue à contrainte normale constante, avec le glissement selon

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{\dot{\delta}\theta}{D_c}, \quad (1.3)$$

où D_c représente la taille moyenne des aspérités en contact dans l'échantillon. La valeur de D_c (taille caractéristique des aspérités), se situe dans les expériences de laboratoire dans le champ $3 - 50\mu m$, cependant son extrapolation pour les failles "dans la nature" reste sujette à discussion.

On voit ainsi que si $\dot{\delta} = 0$, alors θ évolue avec linéairement le temps. C'est pourquoi (1.3) est souvent appelé *aging-law* en opposition avec une autre loi proposée pour décrire l'évolution de la variable d'état qui n'évolue que lorsqu'il y a glissement et qui est dénommée *slip-law*. Les implications concernant l'utilisation de l'une ou de l'autre de ces équations pour décrire l'évolution de la variable d'état sont décrites dans *Ampuero et Rubin* (2008).

Lorsque la vitesse de glissement est constante ($\dot{\theta} = 0$), on obtient d'après (1.3)

$$\theta_{ss} = \frac{D_c}{\dot{\delta}}, \quad (1.4)$$

où θ_{ss} est la valeur de la variable d'état à vitesse de glissement constante et peut s'interpréter comme la durée de vie moyenne des contacts. Cette valeur de θ est constante et on peut en déduire la valeur du coefficient de frottement sans changement d'état ($= \mu_{ss}$)

$$\mu_{ss} = \hat{\mu}_0 + (A - B) \ln \left(\frac{\dot{\delta}}{\dot{\delta}_0} \right), \quad (1.5)$$

où $\hat{\mu}_0$ une constante.

La valeur de $(A - B)$ est le paramètre qui contrôle l'évolution de μ avec la vitesse du glissement et donc la stabilité du glissement. A et B sont des paramètres qui dépendent des propriétés du milieu. On distingue les deux cas suivants :

- $A < B$: *velocity weakening*. Le coefficient de frottement diminue quand la vitesse de glissement augmente. On a alors une rétroaction positive et le glissement est instable.
- $A > B$: *velocity strengthening*. Le coefficient de frottement augmente quand la vitesse de glissement augmente et tend ainsi à stabiliser le glissement.

On peut également remarquer qu'en absence de glissement, le coefficient de frottement évolue selon

$$\mu = \mu_0 + B \ln(t), \quad (1.6)$$

et ainsi augmente de façon logarithmique avec le temps. On peut alors construire un diagramme qui montre l'évolution du coefficient de frottement lors de la transition d'un glissement rapide à un glissement lent puis inversement (Figure 1.2).

Il est remarquable de constater que l'évolution théorique du coefficient de frottement telle que présentée figure 1.2 offre une très bonne description des variations du coefficient de frottement observées sur de nombreux matériaux lors d'expériences de laboratoire *Dieterich et Kilgore (1994)*.

On se place maintenant dans la configuration d'un patin glissant tiré par un ressort comme analogie d'un milieu élastique 1D. On peut alors décrire le glissement d'un tel système soumis aux équations de frottement décrites plus haut. On se placera dans le cas quasi-statique (on néglige les forces d'inerties). On peut alors

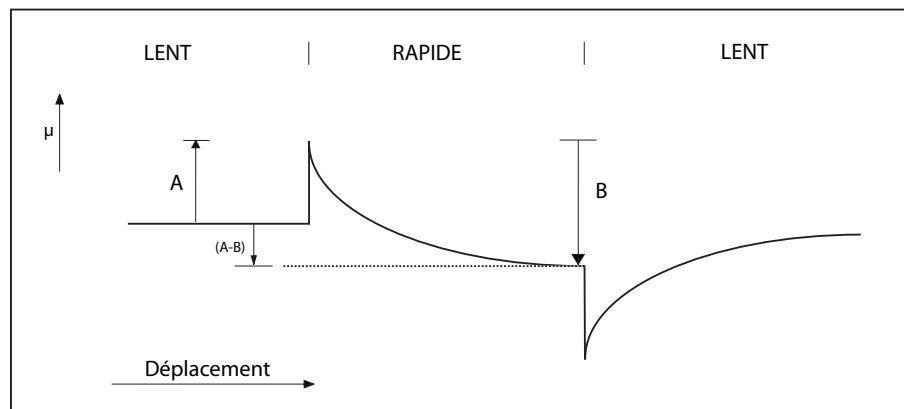


FIG. 1.2 – Schéma illustrant la dépendance du coefficient de frottement μ en fonction de la vitesse de glissement de l'échantillon. Après un saut de vitesse, le coefficient de frottement retourne progressivement vers un nouvel état stable μ_{ss} .

montrer que le glissement évolue vers une instabilité lorsqu'il est soumis à un chargement constant. La vitesse du glissement proche de l'instabilité est décrite par

$$\dot{\delta}(t) = \frac{A}{H}(t_i - t)^{-1}, \quad (1.7)$$

où t_i est le temps de l'instabilité et

$$H = \frac{B}{D_c} - \frac{k}{\sigma}, \quad (1.8)$$

avec k la raideur du ressort. Ainsi dans le cas d'un milieu élastique (la croûte), une aspérité sur la faille ($A < B$), soumise à un chargement tectonique constant, évoluera spontanément vers une instabilité, c'est à dire un séisme. En l'absence de toute autre source de contrainte, cette aspérité donnera lieu périodiquement au même séisme. Si un saut de contrainte est appliqué sur cette aspérité, en plus du chargement constant, alors la rupture sera retardé ou avancé en fonction du signe de ce changement de contrainte. De plus cet avancement/retardement sera plus ou moins important en fonction du moment où le saut de contrainte sera introduit dans le cycle sismique de l'aspérité.

2.2 Variation du taux de sismicité

Regardons maintenant comment la description du glissement proposée plus haut permet d'aboutir à une estimation du taux de sismicité. Pour cela, on considère tout

d'abord qu'il n'y a plus une seule aspérité mais une population d'aspérités. De plus on suppose que chacune de ces aspérités se trouvent toute à un instant différent de leur cycle sismique respectif. On assimilera de plus comme précédemment une instabilité de glissement à un séisme. En appliquant alors les équations du glissement à cette population d'aspérités, on obtient une description de la la sismicité qui n'est autre que la succession des instabilités de cette population d'aspérités. Dans le cas d'un chargement constant, on comprend facilement que le taux de sismicité est constant. On regarde ici comment évolue ce taux de sismicité quand on fait subir différentes perturbations à ce chargement.

Saut de contrainte - Loi d'Omori

On s'intéresse pour commencer au cas où la perturbation peut se modéliser comme un saut de contrainte. C'est en générale l'approximation que l'on fait lorsque l'on souhaite modéliser l'effet produit par le déplacement cosismique d'un séisme sur la sismicité alentour. On considère que toutes les aspérités subissent le même saut de contrainte au même instant, et comme précédemment on considère également que ces aspérités se trouvent à un moment différent de leur cycle sismique. Le saut de contrainte amène proche de l'instabilité de nombreuses aspérités. On peut montrer que le taux de sismicité suite à ce changement de contrainte peut s'écrire au cours du temps, t comme

$$\frac{\lambda(t)}{\lambda'} = \left[1 + \exp\left(\frac{-t}{t_a}\right) \left(\exp\left(\frac{-\Delta\tau}{A\sigma} - 1\right) \right) \right]^{-1} \quad (1.9)$$

où $\lambda(t)$ et λ' sont respectivement le taux de sismicité et le taux de sismicité de référence, $\Delta\tau$ est la valeur du saut de contrainte et σ et la contrainte normale. L'équation 1.9 fait intervenir le paramètre t_a qui est le temps caractéristique de durée des répliques qui peut s'interpréter comme le temps que mettent toutes les aspérités pour reprendre un cycle sismique normal, c'est à dire non perturbé par le saut de contrainte. La valeur de t_a est déterminée par

$$t_a = \frac{A\sigma}{\dot{\tau}_r}, \quad (1.10)$$

avec $\dot{\tau}_r$ le taux de contrainte de référence. Il est remarquable de constater que (1.9) décrit une décroissance du taux de sismicité comparable à une loi d'Omori lorsque

$t < t_a$. Ainsi une perturbation instantanée de la contrainte dans le modèle *rate-and-state* conduit à une action sur la sismicité qui perdure dans le temps. La variation du taux de sismicité au cours du temps, en fonction de la valeur du saut de contrainte imposée, (positive ou négative) est illustrée Figure 1.3.

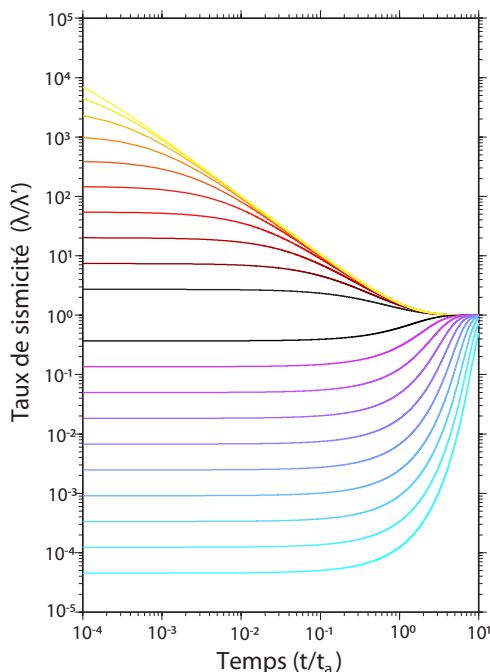


FIG. 1.3 – L'axe des abscisses représente le temps, normalisé par rapport à t_a et l'axe des ordonnées le taux de sismicité λ , normalisé par rapport au taux de sismicité de référence. Dix sauts de contrainte positifs, normalisés par rapport à $A\sigma$ sont imposés, de 10 à 1 (du jaune au noir) et dix sauts de contraintes négatifs, de -1 à -10 (du noir au bleu ciel). Le taux de sismicité retourne à sa valeur de référence pour $t \approx t_a$ sauf pour des contraintes négatives importantes où le temps est alors plus long.

2.3 Généralisation pour une histoire de contrainte quelconque

L'utilisation d'un modèle *rate-and-state* pour décrire la sismicité n'est pas limité au cas où la variation de contrainte prend la forme d'un saut instantané. En effet la variation de sismicité produite par n'importe quelle variation de contrainte peut s'écrire

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{1}{\gamma \dot{S}_r}, \quad (1.11)$$

avec

$$d\gamma = \frac{1}{A\sigma} [dt - \gamma dS]. \quad (1.12)$$

On a remplacé dans les équations (1.11) et (1.12) la contrainte τ par une contrainte de Coulomb modifiée, S , et fait de même pour le taux de contrainte. La contrainte de

Coulomb modifiée est définie par $S = \tau - [\mu - \alpha]\sigma$, où α est un paramètre qui définit l'importance de la contrainte normale dans les équations de frottement. Le calcul des variations de sismicité se fait à travers la variable d'état γ . Il est possible à partir des deux équations précédentes de modéliser l'évolution de la sismicité pour n'importe quelle évolution de la contrainte. Ainsi, dans le cas d'un saut de contrainte, on retrouve à partir des équations (1.11) et (1.12) la variation de sismicité décrite en (1.9). On peut également s'intéresser à la variation de sismicité produite par diverses formes de l'évolution de contrainte.

Succession de sauts de contrainte

On considère le cas où la sismicité est générée par une succession de sauts de contrainte ΔS_i (positifs ou négatifs), se produisant à des temps T_i , en alternance avec un chargement tectonique constant dans le temps. Cette modélisation est très proche du chargement habituellement supposé dans les zones tectoniques, où le chargement est constant pendant la phase intersismique, puis évolue brusquement lors d'un séisme. En reprenant les équations (1.11) et (1.12) on peut alors écrire l'évolution du paramètre γ . On suppose qu'à l'état initial le système répond à un taux de contrainte constant, ainsi $\gamma_0 = \gamma_{ss} = \frac{1}{\dot{S}_r}$. On peut alors montrer qu'il est possible d'établir une relation de récurrence permettant d'établir la valeur du paramètre γ à chaque instant. Ainsi $\forall \Delta S_i$ intervenant au temps T_i , on peut écrire pour $t \in [T_i; T_{i+1}]$:

$$\gamma = \frac{1}{\dot{S}_r} \left[1 + \exp\left(\frac{(t - T_i)}{t_a}\right) \cdot \varepsilon_i \right] \quad (1.13)$$

$$\varepsilon_i = \left[\varepsilon_{i-1} \cdot \exp\left(\frac{-(T_i - T_{i-1})}{t_a}\right) + 1 \right] \cdot \exp\left(\frac{-\Delta S_i}{A\sigma}\right) - 1 \quad (1.14)$$

$$\varepsilon_0 = 0$$

Le taux de sismicité peut alors s'écrire à n'importe quel instant $T_i < t < T_{i+1}$,

$$\frac{\lambda(t)}{\lambda'} = \left[1 + \varepsilon_i \exp\left(-\frac{(t - T_i)}{t_a}\right) \right]^{-1}. \quad (1.15)$$

Succession de variation du taux de contrainte

De la même manière, on peut également considérer une histoire de contrainte représentée non plus par des sauts de contrainte successifs mais plutôt par des varia-

tions du taux de contrainte. Une telle évolution de la contrainte est souvent envisagé pour les volcans pour modéliser une intrusion de magma (*Pedersen et al., 2007*) ou alors pour modéliser l'effet d'un glissement asismique (*Segall et al., 2006*). Dans ce cas on peut montrer que le taux de sismicité au cours du temps s'écrit :

$$\lambda(t) = \lambda' \left[\left(\dot{S}_r \gamma_{j-1} - \frac{\dot{S}_r}{\dot{S}_j} \right) \cdot \exp(-\dot{S}_j(t - T_j)) + \frac{\dot{S}_r}{\dot{S}_j} \right]^{-1} \quad (1.16)$$

où γ_j est donné par

$$\gamma_j = \frac{1}{\dot{S}_r} \left(1 - \exp(-\dot{S}_j(t - T_j)) \right) + \gamma_{j-1} \quad (1.17)$$

et $\gamma_0 = \frac{1}{\dot{S}_r}$. Les \dot{S}_j sont les différentes valeurs du taux de contrainte entre les instants T_j et T_{j+1} . Toutes les valeurs de contrainte sont normalisées par $A\sigma$.

2.4 Génération de sismicité synthétique

Dans cette partie on génère de la sismicité synthétique qui obéit aux équations de frottement décrites plus haut. En particulier on s'intéresse au cas où l'histoire de contrainte est modélisée par une succession de sauts de contrainte. On suppose que la sismicité obéit à un processus de Poisson non-stationnaire. On pose alors,

$$\Lambda = \Lambda(t; t + \Delta t) = \int_t^{t+\Delta t} \lambda(s) \cdot ds, \quad (1.18)$$

$$P(n) = e^{-\Lambda} \frac{\Lambda^n}{n!}, \quad (1.19)$$

où $P(n)$ est la probabilité d'observer n séismes entre l'instant t et $t + \Delta t$. Le nombre total de séismes entre ces deux instants, Λ , est obtenu à partir du taux de sismicité $\lambda(t)$. Le temps d'attente après t jusqu'au prochain séisme peut être obtenu par $P(\Delta t, t) = e^{-\Lambda(t, t+\Delta t)}$. On pose x la probabilité d'avoir un séisme entre le temps t et $t + \Delta t$, avec $x \in [0; 1]$. On obtient alors $-\ln x = \Lambda(t; t + \Delta t)$. On reprend l'équation (1.15) et on suppose que $T_i < t < T_{i+1}$. On obtient alors

$$\Lambda(t; t + \Delta t) = \lambda' \int_t^{t+\Delta t} \frac{ds}{1 + \varepsilon_i \exp\left(-\frac{(s)}{t_a}\right)}, \quad (1.20)$$

et après intégration.

$$\Lambda(t; t + \Delta t) = \lambda' \cdot t_a \ln \left[\frac{e^{(t+\Delta t)/t_a} + \varepsilon_i}{e^{t/t_a} + \varepsilon_i} \right]. \quad (1.21)$$

Il est important de noter que cette dernière équation n'est valable que entre les instants T_i et T_{i+1} . De plus ε_i est continu par morceaux entre deux déclencheurs. On peut alors obtenir le temps d'attente jusqu'au prochain séisme qui sera donné par

$$\Delta t = t_a \ln \left[\left(e^{t^*/t_a} + \varepsilon_i \right) x^{-1/(\lambda' t_a)} - \varepsilon_i \right] - t^*. \quad (1.22)$$

Ainsi en partant d'un temps initial et en fixant la valeur des paramètres des sauts de contrainte $(T_i; \Delta S_i)$, il est alors possible de modéliser une série de sismicité synthétique. Cette série de sismicité obéit aux variations de contrainte imposées. La figure 1.4 présente un exemple de sismicité produit par un tel modèle quand on impose une variation de contrainte normalisée $\Delta S = +4$ au temps $T = 6$.

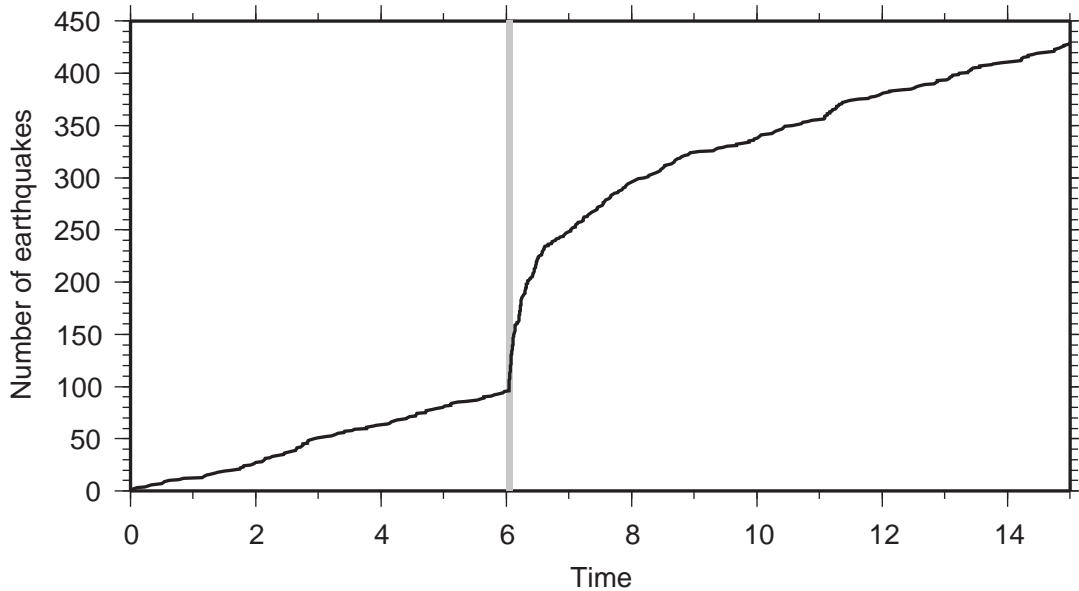


FIG. 1.4 – Nombre cumulé de séismes au cours du temps modélisé avec un taux de sismicité de référence de 15 par unité de temps et un saut de contrainte normalisé d'amplitude 4 appliqué au temps $T=6$. Le temps de durée des répliques t_a est ici fixée à 3.

2.5 Inversion de la contrainte à partir des variations de sismicité

On a montré dans les parties précédentes que l'on pouvait modéliser l'effet d'une perturbation de contrainte sur la sismicité. On cherche dans cette partie à retrouver l'effet inverse. C'est à dire, obtenir les variations de contrainte subites par un système

à partir des variations de sismicité enregistrées. On présente dans un premier temps la méthode développée par *Dieterich et al.* (2000) ainsi que ses limites puis une méthode originale qui permet de s'affranchir du choix de paramètres. On montre finalement que ces approches ne sont pas entièrement satisfaisantes pour estimer la variation de contrainte.

Présentation de la méthode de *Dieterich, 2000*

Le problème inverse consistant à retrouver les variations de contrainte à partir des variations de sismicité a été formulé par *Dieterich et al.* (2000). En partant de l'équation (1.11), on peut en effet écrire la valeur du paramètre $\gamma(t)$ pour chaque instant t avec

$$\gamma(t) = \frac{\lambda'}{\lambda(t) \cdot \dot{S}_r}. \quad (1.23)$$

Puis, en considérant que la variation de contrainte entre deux instants donnés peut se modéliser par un saut de contrainte, la valeur de ce saut de contrainte est donnée par

$$\frac{\Delta S}{A\sigma} = \ln \left[\frac{\gamma_i + \frac{\Delta t}{2A\sigma}}{\gamma_{i+1} - \frac{\Delta t}{2A\sigma}} \right], \quad (1.24)$$

où γ_i et γ_{i+1} sont les valeurs de γ au début et à la fin de l'intervalle de temps Δt . La variation de la contrainte de Coulomb normalisée est $\frac{\Delta S}{A\sigma}$. Ainsi en appliquant cette méthode aux séismes enregistrés dans le flanc sud du volcan Kilauea à Hawaii, on arrive à remonter à l'évolution de la contrainte dans le flanc du volcan sur presque 20 ans (*Dieterich et al.*, 2003) (Figure 1.5). Toutefois, l'utilisation de telle méthode reste sujette à discussion.

Les limites de la méthode de *Dieterich, 2000*

Influence du choix des paramètres On voit que le problème formulé par *Dieterich et al.* (2000), utilise directement le taux de sismicité observé, λ , pour retrouver la valeur du paramètre γ puis à partir de là, la variation de contrainte (voir équation 1.23). Une première incertitude liée à cette méthode réside dans le choix de la valeur de λ' , le taux de sismicité de référence du système étudié. Ce taux de sismicité de référence est important car il contrôle directement la valeur de γ . Or pour calculer ce paramètre, il est nécessaire de définir un intervalle de temps où l'évolution de la

sismicité n'est pas perturbée par des variations de contrainte ; c'est à dire quand la sismicité est uniquement produite par le seul taux de contrainte de référence. Il peut être difficile d'isoler une telle période, ceci est d'autant plus vrai sur les volcans où un tel état de référence n'a pas vraiment de sens. Dans son étude, *Dieterich et al.* (2000) suggère simplement que $\lambda' = N/T$ où N est le nombre total de séismes qui se sont produits pendant la durée total de l'étude T . Cependant cette approximation conduit la plupart du temps à surestimer le taux de sismicité de référence (voir partie B) et conduit donc à une valeur erronée de la variation de contrainte.

Une autre incertitude importante liée à l'estimation de la variation de contrainte provient de la mauvaise estimation du paramètre t_a . Or cette valeur, tout comme λ' est associée à l'équation (1.23) car elle est utilisée pour remplacer \dot{S}_r à travers l'équation (1.10). La plupart des auteurs basent leur estimation de t_a à partir de la décroissance du taux de sismicité suite à un choc important. La valeur de t_a est alors donnée par le moment où le taux de sismicité revient à sa valeur de référence (en général le taux de sismicité qui précède le séisme principal). Cependant cette approche peut conduire à une estimation de t_a avec des incertitudes importantes. Par exemple, *Segall et al.* (2006) analysent la décroissance de la sismicité dans le flanc sud du volcan Kilauea suite à un séisme de magnitude $M_w = 5.5$ qui s'est produit en 1997. Ils trouvent une valeur de t_a de l'ordre de 10 jours. Considérant des séismes qui se sont produits dans la même région, suite à l'intrusion d'un dike en 1977, *Dieterich et al.* (2000) arrivent à une estimation de t_a de 1.5 années. Bien que l'on puisse comprendre que dans ce cas, une telle variation de t_a puisse conduire à d'importants écarts sur l'estimation de la variation de contrainte, il est important de noter que même des variations plus faibles de ce paramètre peuvent également introduire des écarts importants de la contrainte, S au cours du temps (Figure 1.6).

Non prise en compte de l'interaction entre séismes On a fait jusqu'à présent l'hypothèse implicite que la totalité de la sismicité est induite par une variation de contrainte extérieure à la sismicité elle même. Or cette sismicité participe à créer des modifications de l'état de contrainte dans le milieu. Ainsi la sismicité observée ne représente pas directement la sismicité produite par une variation de contrainte

donnée mais doit plutôt être vue comme la somme d'une partie effectivement générée par la variation de contrainte et d'une contributions due aux séismes eux mêmes. Il convient tout de même de noter que, dans leur étude de l'effet des interactions entre séismes dans le cadre modèle *rate-and-state*, *Ziv et Rubin (2003)* concluent que ces interactions n'ont qu'un faible effet sur la variation de sismicité. Cependant cette conclusion va à l'encontre de nombreuses études qui montrent que l'influence des plus petits séismes dans la redistribution de la contrainte est au moins aussi importante que celle des plus gros séismes (*Felzer et al., 2002; Helmstetter, 2003; Helmstetter et al., 2005; Marsan, 2005*). On étudiera plus en détail au chapitre 4 comment retrouver la variation de sismicité résultant uniquement d'un signal particulier. On tentera ainsi de s'affranchir de la part d'auto-entretien de la sismicité. Dans la suite de ce chapitre, on négligera la part d'auto-entretien dans la sismicité.

Détection de baisse de sismicité L'exemple présenté Figure (1.5) est tout à fait remarquable dans le sens où il présente une baisse de sismicité instantané au moment du séisme de $M=6.1$ de 1989. Une telle baisse de sismicité immédiate à la suite d'un séisme important est extrêmement rare (*Parsons, 2002; Marsan, 2003; Felzer et Brodsky, 2005*). À part le cas présenté Figure 1.5, il n'existe qu'une seule autre observation claire de baisse de sismicité immédiate reportée dans le monde. Cette autre baisse fait suite au séisme de Kagoshima au Japon de 1997 (*Toda et Stein, 2003; Woessner et al., 2004*). Bien que ces observations demeurent rares, ces baisses de sismicité sont pourtant décrites dans le modèle *rate-and-state* et sont censées apparaître partout où il y a une chute de contrainte. Ces régions qui subissent une baisse de contrainte sont attendues après les séismes importants, or dans ces régions on enregistre presque toujours des augmentations de sismicité (*Parsons, 2002*). L'inversion de contrainte telle que présentée par *Dieterich et al. (2000)* n'est donc pas capable de retrouver la plupart des baisses de contrainte car toute augmentation de sismicité est systématiquement associée à une augmentation de la contrainte. La prise en compte de l'hétérogénéité du champ de contrainte dans la modélisation de la sismicité permet d'expliquer l'apparition de répliques dans les zones qui, en moyenne, subissent une baisse de contrainte cosismique. Ainsi, *Marsan (2006)* et *Helmstetter et Shaw (2006)* ont montré que même dans ces régions, il est possible

d'observer, localement des zones qui subissent des augmentations de contrainte du fait de l'hétérogénéité. Il en résulte ainsi que la dynamique de la sismicité dans ces régions est gouvernée dans un premier temps par le déclenchement de répliques, puis, apparaît à des temps plus long un défaut de sismicité qui est la manifestation de la chute de contrainte moyenne. Le taux de sismicité revient ensuite aux temps long à sa valeur de référence. De telles baisses de sismicité tardives, après une première partie en déclenchement sont effectivement observées suite au séisme de Chi-Chi de 1999 (*Ma et al.*, 2005) et de Landers en 1992 (*Ogata et al.*, 2003). Dans le cas où l'on considère une distribution de contrainte gaussienne, le taux de sismicité suite à un saut de contrainte évolue au cours du temps selon :

$$\lambda(t) = \lambda' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(S-\bar{S})^2/2\sigma_S^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_S} \cdot [1 + e^{-t/t_a}(e^{-S} - 1)]^{-1} dS \quad (1.25)$$

avec \bar{S} la variation de contrainte moyenne et σ_S l'écart type de la distribution. La variation de sismicité produite par une telle distribution est représentée Figure 1.7 pour différentes valeurs de l'écart type de la distribution.

Autre approche pour l'inversion de contrainte

On présente dans cette section une tentative d'inversion de la contrainte qui s'affranchit du choix des paramètres. On cherche ici à modéliser le nombre de séismes observé à un instant t en considérant que l'histoire de contrainte peut se décomposer simplement comme un chargement constant entrecoupé de sauts de contrainte instantanés (Cf. équations 1.14, 1.15).

Le nombre de séismes entre le déclencheur T_i et un instant t peut s'écrire à partir de (1.21) comme :

$$\Lambda(t) = \lambda' \cdot t_a \ln \frac{\left(\exp\left(\frac{(t-T_j)}{t_a}\right) + \varepsilon_j \right)}{1 + \varepsilon_j}. \quad (1.26)$$

Pour plus de simplicité, l'équation précédente et l'équation (1.14) peuvent être réécrites en utilisant de nouvelles notations. De plus on considérera par la suite que toutes les contraintes exprimées sont des contraintes de Coulomb normalisées, c'est à dire que l'on peut écrire $\Delta S = \frac{\Delta S}{A\sigma}$.

On pose alors :

$$\begin{aligned} a_j &= \exp\left(\frac{(t - T_j)}{t_a}\right), \\ H_j &= \exp(-\Delta S_j), \\ \theta_j &= \exp\left(-\frac{T_j - T_{j-1}}{t_a}\right), \end{aligned}$$

ce qui nous permet de réécrire les équations (1.14) et (1.26) par

$$\Lambda(t) = \lambda t_a \ln\left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j}\right) \quad (1.27)$$

et

$$\varepsilon_i = [\varepsilon_{j-1}\theta_j + 1] H_j - 1. \quad (1.28)$$

Les équations (1.27) et (1.28) sont les deux équations principales, elles permettent de décrire le nombre de séismes à un instant t donné, suite à un saut de contrainte ΔS_j . On considère qu'au temps $t = 0$ le système est à un état stationnaire, ainsi l'évolution initiale de la sismicité suit $\Lambda(t) = \lambda' t$. On peut alors évaluer le nombre de séismes $N(t)$ à un instant t , $t \in [0; +\infty[$, quelconque avec

- $\mathbf{t} \leq \mathbf{T}(\mathbf{1})$:

$$N(t) = \lambda' t, \quad (1.29)$$

- $\mathbf{T}(\mathbf{j}) < \mathbf{t} \leq \mathbf{T}(\mathbf{j} + \mathbf{1})$:

$$N(t) = \underbrace{\lambda' t_a \ln\left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j}\right)}_{\Lambda_j(t)} + \underbrace{\lambda' T(\mathbf{1}) + \sum_{k=1}^{j-1} \lambda t_a \ln\left(\frac{A_k + \varepsilon_k}{1 + \varepsilon_k}\right)}_{\Gamma_j}, \quad (1.30)$$

où Γ_j est un terme qui correspond au nombre de séismes produit dans l'intervalle $[0; T_j]$ et $A_k = \exp\left(\frac{(T_{k+1} - T_k)}{t_a}\right)$.

Considérons une série temporelle de sismicité notée $N_{obs}(t_i)$, où les t_i correspondent aux temps d'occurrence de chacun des N_{max} séismes et $N_{obs}(t_i)$ représente le nombre cumulé de séismes à l'instant t_i . On définit au préalable un instant t_0 pour lequel on considère $N_{obs}(t_0) = 0$. On cherche à déterminer les paramètres ΔS_j , T_j , t_a et λ' qui vont permettre de calculer des valeurs de $N(t_i)$ censées reproduire au mieux la sismicité observée. Le problème consiste donc à ajuster les paramètres de façon à minimiser la fonction coût J définie par une norme L_2 sur le nombre cumulé de séismes. Même si cette fonction coût n'est pas la plus rigoureuse que l'on puisse

envisager (on pourrait par exemple travailler sur le taux de sismicité), elle convient quand même bien en pratique au problème qui est posé (et permet un traitement plus simple que la vraisemblance tirée de la loi de Poisson). On a donc un problème de type moindres carrés non-linéaire où les données sont reliées aux paramètres par une relation de la forme $\mathbf{d} = \mathbf{g}(\mathbf{m})$ qui correspond aux équations (1.29) et (1.30).

Le problème est résolu à l'aide d'un algorithme de type quasi-Newton, c'est à dire qu'on utilise le processus itératif suivant (*Tarantola, 1987*) :

$$\mathbf{m}_{n+1} = \mathbf{m}_n - \mu_n \{ \mathbf{G}_n^t \mathbf{C}_D^{-1} \mathbf{G}_n + \mathbf{C}_M^{-1} \}^{-1} \{ \mathbf{G}_n^t \mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{d}_n - \mathbf{d}_{obs}) + \mathbf{C}_M^{-1} (\mathbf{m}_n - \mathbf{m}_{prior}) \} \quad (1.31)$$

avec

- \mathbf{m} le vecteur contenant les paramètres du problème ($\Delta S_j, T_j, t_a$ et λ)
- \mathbf{m}_{prior} le vecteur contenant les paramètres *a priori*
- \mathbf{C}_D la matrice de covariance sur les données
- \mathbf{C}_M les incertitudes *a priori* sur les paramètres
- μ_n la longueur du saut effectué entre deux itérations
- \mathbf{d}_n et \mathbf{d}_{obs} sont les vecteurs correspondant respectivement à N et N_{obs} .
- \mathbf{G} la matrice aux dérivées partielles avec $G_\alpha^i = \frac{\partial g^i}{\partial m^\alpha}$.

Le calcul de la matrice jacobienne, \mathbf{G} est présenté en annexe. L'utilisation des moindres carrés suppose que les densités de probabilités de chacun des paramètres suivent une distribution gaussienne, c'est à dire que

$$\rho_M(\mathbf{m}) = const. \exp \left(-\frac{1}{2} (\mathbf{m} - \mathbf{m}_{prior})^t \mathbf{C}_M^{-1} (\mathbf{m} - \mathbf{m}_{prior}) \right).$$

Certains des paramètres utilisés ne suivent pas une telle distribution. Il est donc nécessaire de déterminer leur distribution et de trouver le changement de variable qui ramènera leur distribution à une distribution gaussienne. La nouvelle matrice aux dérivées partielles peut être calculée après changement de variables par la relation

$$G'_\alpha{}^i = G_\alpha^i \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{m}^*} \quad (1.32)$$

où $G'_\alpha{}^i$ est la nouvelles matrice aux dérivées partielles et \mathbf{m}^* sont les nouveaux paramètres après changement de variables. Les détails sur le calcul des changements de variable effectués sont présentés en annexe.

Numéro du déclencheur	T	ΔS
1	10.0 (10.0)	4.0 (4.0)
2	15.1 (15.0)	1.8 (2.0)
3	19.9 (20.0)	1.0 (1.0)
4	24.4 (25.0)	-2.5 (-2.0)

TAB. 1.1 – Paramètres obtenus après inversion de la série de sismicité synthétique reproduite figure 1.8. Les valeurs entre parenthèses sont celles effectivement utilisées pour générer la série synthétique. De plus les valeurs inversés de t_a et de λ' sont respectivement de 2.6 et de 16.25 séismes par unité de temps. Les vraies valeurs utilisés pour générer la série de sismicité sont $t_a = 3.0$ et $\lambda' = 15.0$ séismes par unité de temps.

L'algorithme converge alors vers une solution qui reproduit aux mieux les variations de sismicité observées. Il faut noter qu'il est nécessaire de définir au préalable le nombre de sauts de contrainte (et donc de paramètres) attendu. En fait on réalise une inversion en fixant tout d'abord un nombre de sauts de contrainte faible. Une fois le résultat obtenu, on rajoute alors un nouveau saut de contrainte et on refait une inversion avec ce saut supplémentaire. On s'arrête quand le critère d'information de Akaike calculé pour un nombre donné de sauts de contrainte est moins bon que celui calculé avec un nombre inférieur de paramètres (*Akaike*, 1974).

Pour illustrer la méthode, on présente les résultats d'une inversion de contrainte réalisée à partir d'une série synthétique de sismicité (Figure 1.8). Cette série synthétique est générée en utilisant la méthode décrite par (1.22). Les paramètres obtenus après inversion sont inclus dans le tableau 1.1.

On remarque alors que la plupart des paramètres sont bien résolus; seule la valeur de t_a est assez éloignée de celle imposée. Dans le cas présenté ici, cet écart s'explique principalement par le fait que les sauts de contrainte sont suffisamment rapprochés. En effet, l'estimation de t_a ne se fait que grâce au temps de retour de la sismicité vers sa valeur de référence, or cette valeur de référence ne persiste pas longtemps car elle est très vite perturbée par une nouvelle variation de contrainte.

Le but de notre procédure était d'inclure ensuite l'hétérogénéité de la variation de

contrainte comme paramètre supplémentaire dans l'inversion. Cette hétérogénéité pouvant se quantifier simplement comme l'écart type d'une distribution gaussienne de contrainte. Une approche similaire, mais en fixant les *a priori* les temps d'occurrence des déclencheurs, a été proposée pour le séisme de Chi-Chi par *Marsan et Daniel* (2007). Cependant l'introduction de l'hétérogénéité introduit une trop grande complexité dans l'évolution de la sismicité et rend ainsi le modèle fortement non-linéaire. L'inversion de l'écart type de la distribution de contrainte (σ_S) ainsi que de sa moyenne (\bar{S}), obtenue même en fixant le temps des déclencheurs et en recherchant de façon indépendante t_a d'un côté et le couple ($\bar{S}; \sigma_S$) de l'autre, reste associée à des incertitudes importantes (*Marsan et Daniel*, 2007). Cela provient notamment du fait que la sismicité réagit principalement à l'hétérogénéité de contrainte aux temps courts (voir figure 1.7). Or la sismicité qui suit immédiatement un séisme majeur n'est souvent que partiellement présente dans les catalogues de sismicité, rendant ainsi difficile la tâche de retrouver la valeur de cette hétérogénéité (*Peng et al.*, 2007).

L'inversion de contrainte à partir de cette approche n'a donc pas été poursuivie plus loin. On remarque effectivement avec ces approches *rate-and-state* (cf. (*Dietrich et al.*, 2000; *Helmstetter et Shaw*, 2006; *Marsan et Daniel*, 2007)) que même si la construction théorique est bien en place, il y a trop de corrélations entre les différents paramètres, ce qui aboutit toujours à des solutions très nombreuses et donc peu discriminantes. Pour poursuivre il faudrait pré-conditionner le problème, c'est à dire le ré-écrire avec de nouveaux paramètres minimisant leurs corrélations. Ce travail est laissé pour de futures améliorations. Au lieu de regarder le comportement global de la sismicité suite à un choc, il a été préféré d'étudier plus finement la réponse de la sismicité sur une faille, suite à une perturbation de contrainte, dans le but de contraindre les caractéristiques de cette perturbation.

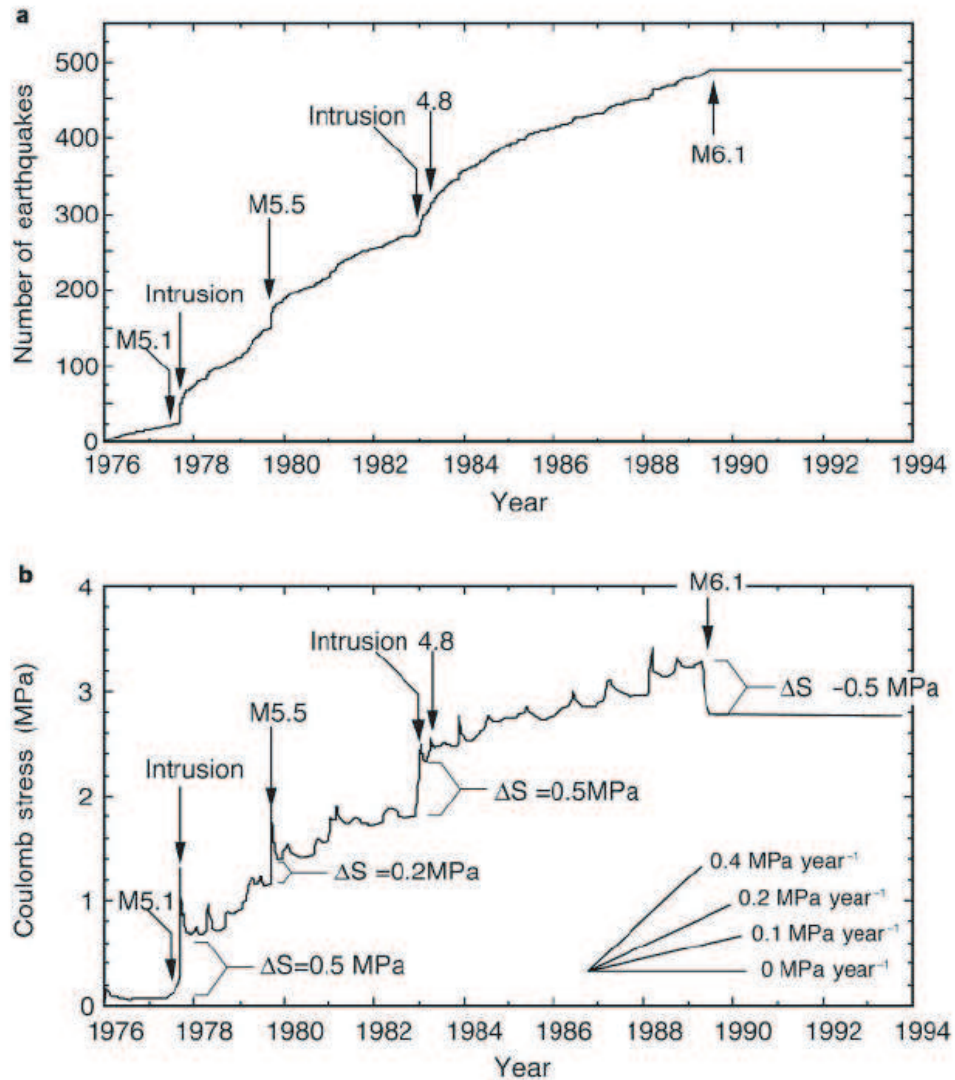


FIG. 1.5 – En haut : Nombre de séismes de magnitude $m > 1.5$ dans la partie est du flanc sud du volcan Kilauea à Hawaii. Les événements significatifs affectant l'évolution de la sismicité sont mentionnés. En bas : Évolution de la contrainte déduite de l'évolution de la sismicité en utilisant (1.23) et (1.24). On remarque en particulier la chute brutale de sismicité et la chute de contrainte associée au moment du séisme de $M = 6.1$ de 1989. Figure reproduite d'après Dieterich et al. (2000)

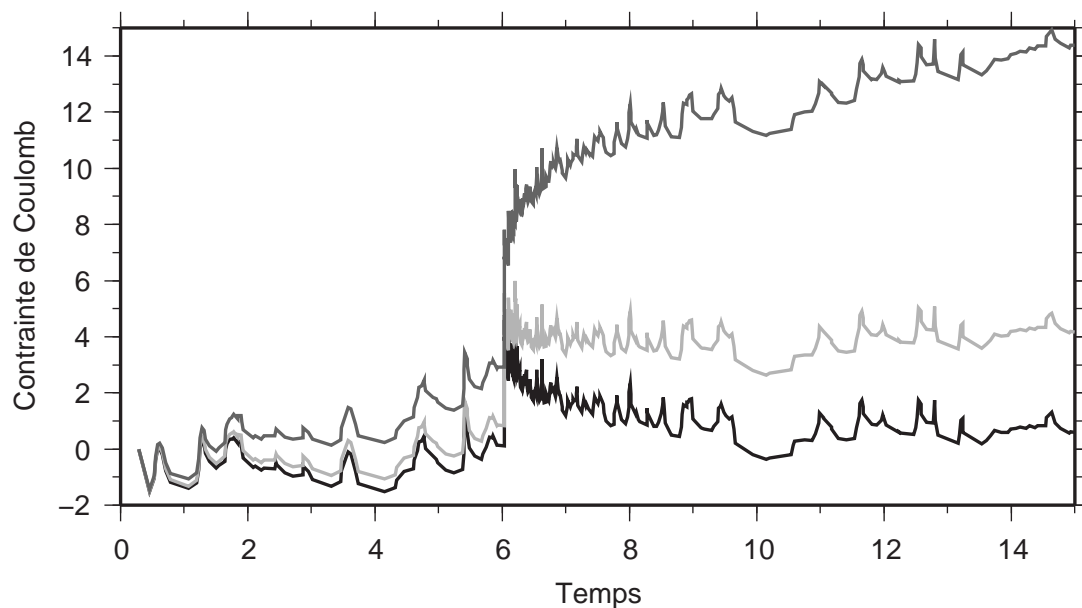


FIG. 1.6 – Variation de la contrainte normalisée, $S(t)$ calculée à partir de la série de sismicité synthétique générée figure 1.4. Les trois courbes représentent la variation de contrainte obtenue en utilisant (1.23) et (1.24). Différentes valeurs de t_a sont utilisées pour l'inversion : 10 (noir), 3 (gris clair) et 1 (gris foncé) en unité de temps arbitraire. On remarque, que si le saut de contrainte à $T = 6$ et d'amplitude $\Delta S = 4$ est bien résolu dans le cas où la valeur de t_a est celle utilisée pour générer la sismicité synthétique ($t_a = 3$), ce n'est pas le cas des deux autres courbes.

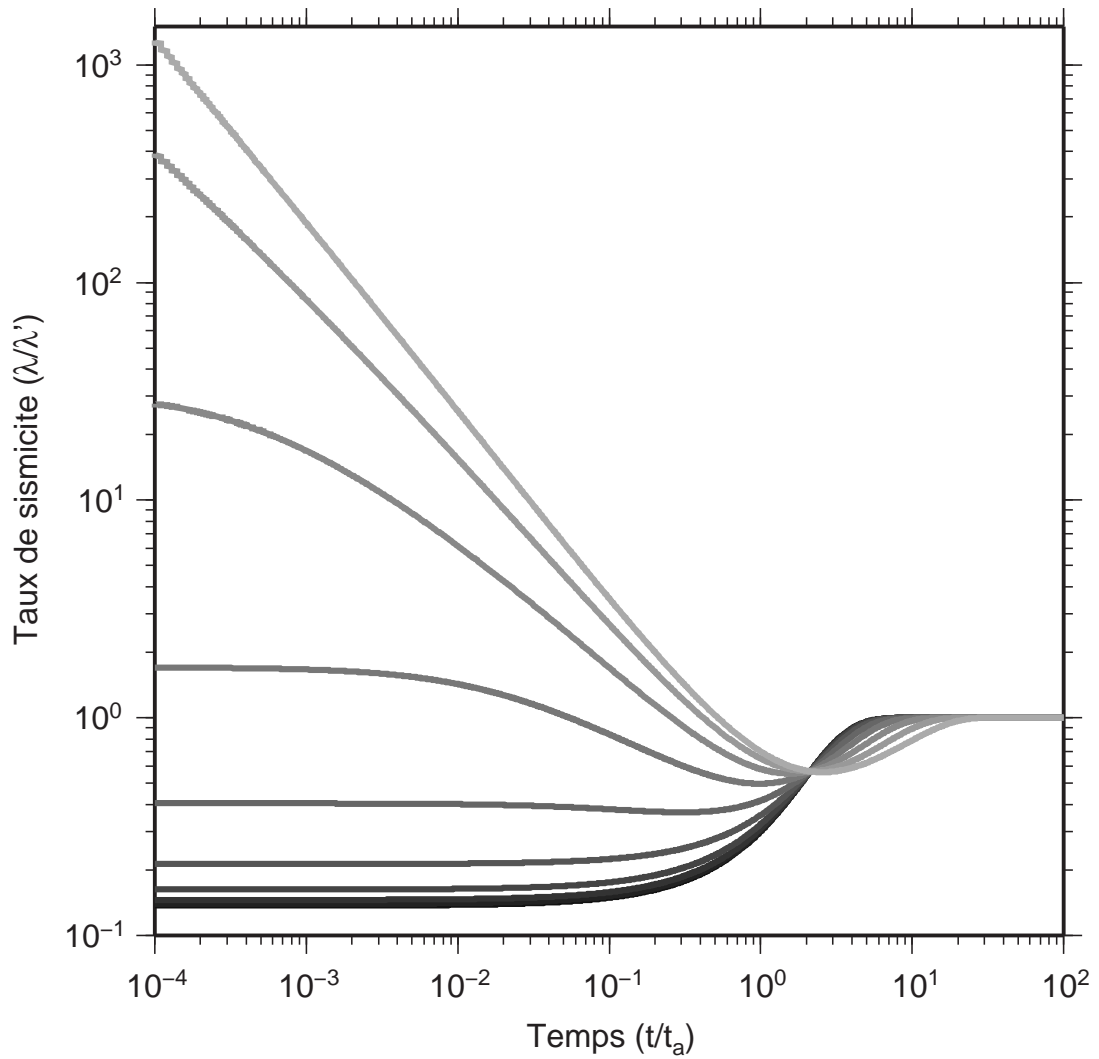


FIG. 1.7 – *Taux de sismicité normalisé (λ/λ') par unité de temps normalisé (t/t_a) pour une distribution de contrainte gaussienne de moyenne -2 et pour différents écarts type. L'écart type varie de 10^{-1} à 10^1 et augmente de $1/5$ de décade entre chacune des courbes du noir au gris.*

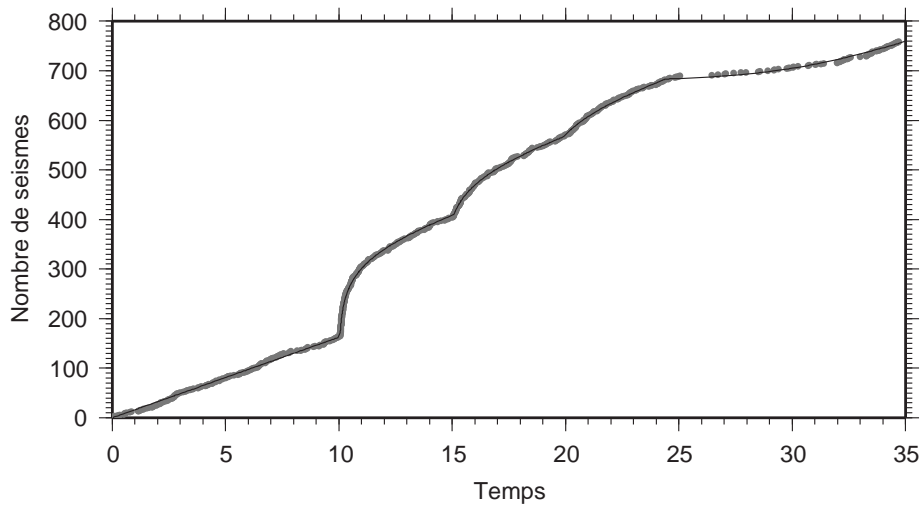


FIG. 1.8 – *Les points gris représentent la série synthétique de sismicité générée en utilisant les paramètres décrit dans le tableau 1.1. La courbe noire est le résultat de l'inversion.*

Chapitre 2

Variation de contrainte produite par un séisme : le cas du séisme de Parkfield du 28 Septembre 2004

1 Présentation

On a vu dans le chapitre précédent comment retrouver la variation de contrainte produite par un séisme, en analysant la sismicité globale produite par celui-ci. Cependant les méthodes qui modélisent la sismicité globale sont souvent associées à des incertitudes importantes. On adopte ici une stratégie différente pour estimer la variation de contrainte produite par le séisme de Parkfield, Californie ($M_w = 6.0$) de Septembre 2004. L'idée consiste à évaluer la variation de contrainte sur la faille, produite par la rupture de ce séisme à l'échelle de l'aspérité micro-sismique.

On analyse la sismicité qui s'est produite sur la faille de San Andreas entre 1984 et 2007. Les séismes les plus semblables sur cette période de temps sont relocalisés par un algorithme de double-différence (*Got et al.*, 1994). On obtient ainsi une localisation très précise de ces séismes sur le plan de faille. En supposant une chute de contrainte typique ($3MPa$) et une rupture circulaire pour tous les séismes, nous avons obtenus une taille de rupture pour chacun des séismes relocalisés. Nous avons alors remarqué que de nombreux séismes présentent des aires de rupture qui se che-

vauchent. Des groupes de séismes semblables sont alors formés. Les critères utilisés pour former ces groupes sont : i) similitude des formes d'onde, ii) similitude des magnitudes et iii) recouvrement des sources.

Dans un premier temps nous avons analysé la dynamique de la sismicité à l'intérieur de ces séquences pour la partie intersismique (c'est-à-dire avant le séisme principal de 2004). Cette analyse révèle deux comportements :

- L'apparition de sismicité aux temps courts, juste après l'occurrence d'un précédent séisme sur la même aspérité. Cette activité diminue avec le temps qui sépare les deux événements. Malgré tout, l'importance relative de ces séismes déclenchés aux temps courts reste faible car ils ne représentent que 5% des séismes sur les aspérités.
- La dynamique des séismes sur les aspérités est principalement dominée par leur quasi-périodicité. Le coefficient de variation est, pour pratiquement toutes les séquences, inférieur à 1. On remarque de plus, qu'à l'intérieur d'un groupe, les séismes qui témoignent de la périodicité sont spatialement beaucoup plus amassés que ceux déclenchés aux temps courts.

Ainsi le comportement des séismes à Parkfield sur les aspérités étudiées est marqué par la quasi-périodicité. Nous avons alors regardé comment cette périodicité est modifiée par le séisme de Parkfield de 2004.

Une grande diversité de comportements est observée suite à ce séisme. Si de nombreuses aspérités voient leur activité considérablement augmenter suite au séisme de 2004, d'autres sont totalement dépourvues de séismes sur toute la période post-Parkfield. L'absence de séismes sur ces aspérités est constatée alors même que la récurrence quasi-périodique dans la partie inter-sismique laissait envisager l'apparition d'au moins un séisme. De plus il est remarquable de constater que les baisses de sismicité, qui sont ici mises en évidence à l'échelle de l'aspérité sismique, ne sont que très rarement observées lorsque l'on étudie les répliques à une échelle plus grande.

Cette diversité des comportements sismiques est ensuite traduite en terme de variation de contrainte subie par l'aspérité. La variation de contrainte est décomposée en deux parties :

- Une variation de contrainte co-sismique qui s'applique instantanément au moment du séisme de Parkfield.
- Une variation de contrainte post-sismique, qui évolue dans le temps suite au séisme de Parkfield et qui témoigne du glissement post-sismique subit par la faille.

Le simple modèle à seuil que nous utilisons permet une bonne description de la sismicité observée dans la partie post-Parkfield. Il semble ainsi que la sismicité à Parkfield obéisse à un mécanisme extrêmement simple et quasi-déterministe. Nous obtenons les valeurs de la contrainte co- et post-sismique sur chacune des aspérités à partir de l'ajustement des temps d'occurrences des séismes. Il apparaît alors que la distribution de contrainte est très hétérogène.

La grande variabilité des comportements observés semble ainsi être le résultat du chargement hétérogène qui s'est appliqué sur la faille au moment du séisme de Parkfield. Cette grande variabilité ne permet ainsi qu'une description statistique de la sismicité (loi d'Omori) à grande échelle.

Inferring the Coseismic and Postseismic Stress Changes Caused by the 2004, M=6 Parkfield Earthquake from Variations of Recurrence Times of Microearthquakes

O. Lengliné, D. Marsan

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, CNRS, Université de Savoie, Le Bourget du Lac, France

Abstract Kinematic models of coseismic stress, inverted from ground motion data, do not usually find good correlation between the location of aftershocks and high stress patches. In particular, numerous earthquakes are recorded in areas of the fault where the stress decreases. However most of coseismic slip distributions have limited spatial resolution (typically not better than $\sim 1km$). Here we investigate the stress changes produced by the 2004, M=6 Parkfield earthquake on and near its rupture zone, at the scale of magnitude 2-earthquake asperity (\sim tens of meters). After relocating earthquakes in this zone between 1984 and 2007, we form repeating, highly similar earthquake sequences and study how the quasi-periodicity of earthquake occurrence times, observed during the 20 years preceding the 2004 mainshock, is perturbed by this event. We apply a simple model of seismic cycle to infer the co- and post-seismic stresses experienced by repeatedly failing asperities. Despite being spatially sparse, these stress distributions have resolutions only limited by the typical scale of an asperity. We show that the high spatial variability of the quasi-deterministic seismicity patterns following the M=6 earthquake, is the result of an heterogeneous coseismic stress field. The emergence of the Omori-Utsu law observed at large scale ($>$ km) at Parkfield is simply the outcome of averaging such patterns over many sequences. The fact that the coseismic stress can significantly change over distances of the order of 100m, adds credence to the hypothesis that earthquake rupture is intrinsically very heterogeneous.

Introduction

Decay of the body wave displacement spectrum at high frequencies has been suggested as the signature of coseismic slip heterogeneities on the fault plane [Andrews, 1980 ; Frankel, 1991]. The typical ω -square slope of this far-field displacement spectrum is interpreted as the result of the self-similarity of earthquake rupture (Herrero et Bernard, 1984). Slip heterogeneities are also evidenced by inversion of seismic waves (e.g. Bouchon (1997)), with typically one or several large slip asperities embedded in a low slip zone. However kinematic rupture models are restricted to long wavelength (typically $< 1Hz$), as high frequency radiations are too complex to model. Although the stress field is supposed to be self-similar, and therefore heterogeneous at all scales, its estimation is thus limited to the largest scales, hence ignoring the largest stress variations that are expected to characterize the small scales ($< 1 km$). Slip distributions measured from earthquake surface rupture also attest for a highly variable coseismic slip. This strong variability was observed for example for the Izmit, 1999 earthquake (Barka et al., 2002), and in a typical of many other earthquakes (Manighetti et al., 2005). Schmittbuhl et al. (2006) proposed that the Nojima fault, in Japan, exhibits a strong shear stress spatial variability and that this heterogeneity results from the geometry of the fault.

The existence of an heterogeneous stress field accompanying earthquake rupture has important implications for the location of future earthquakes [e.g. Beroza, 1991 ; Parsons, 2008], and more generally on regional scale seismicity patterns. Marsan (2006) and Helmstetter et Shaw (2006) used a stochastic slip distribution to model the slip distribution caused by an earthquake, coupled with a rate and state friction model for reproducing the nucleation process of subsequent earthquakes. These models can explain why seismic quiescences are commonly not observed in stress shadows, although these quiescences are predicted by simple, smooth homogeneous dislocation models. In particular it was shown that most of the seismicity is controlled by small, highly localized fault patches experiencing the highest stress changes. Furthermore, the control of seismicity (and in particular aftershocks) by small scale heterogeneities might explain the absence of correlation between aftershock distribution and slip/stress inversions (see Das et Henry (2003) for a review). However

Marsan (2006) and *Helmstetter et Shaw* (2006)'s models are simplified in the sense that they consider the mainshock rupture to be independent of the location of potential earthquake nucleation sites, which may not be the case.

It has been proposed to quantify the coseismic stress drop variability on the fault plane by the evolution of the average seismicity produced on this fault plane [*Helmstetter et Shaw*, 2006 ; *Marsan et Daniel*, 2007 ; *Peng et al.*, 2007]. However, the effect of stress drop variability on seismicity is the clearest at short time scale following the main rupture, i.e. when the main rupture is just finished and the aftershock productivity is at its highest. The heterogeneity of the stress drop is therefore difficult to constrain as earthquakes are often missed at early times following a mainshock (*Kagan*, 2004). Several attempts have been performed to estimate seismicity rates from the first minute onward following a mainshock [*Peng et al.*, 2006 ; *Peng et al.*, 2006]. However, even when incorporating these early aftershocks, the heterogeneity of the stress drop remains difficult to constrain.

This manuscript describes an original attempt to detect coseismic stress variations on the main fault by using aftershock data. Our approach is different from the one proposed by *Marsan* (2006) and *Helmstetter et Shaw* (2006) in the sense that instead of looking at an average, large-scale ($\sim 10\text{ km}$) effect of stress heterogeneity on the resulting seismicity, we investigate the coseismic stress variation at the scale ($\sim 10\text{ m}$) of a microearthquake asperity. We analyzed micro-earthquakes occurrences in the Parkfield area of the San Andreas fault system from 1984 to 2007. After relocating earthquake and forming earthquake repeating sequences, we show that seismic slip on an individual earthquake asperity occurs in a remarkably periodic fashion during the interseismic period [*Nadeau et al.*, 1995 ; *Nadeau et McEvilly*, 1997 ; *Nadeau et McEvilly* 1999]. We then exploited this periodicity by analyzing how it is perturbed by the 2004, Parkfield, M=6 earthquake. This enables us to quantify the spatial stress variation on $\sim 10\text{ m}$ - size asperities caused by the mainshock rupture. Although the resulting stress field estimate is very sparse, its spatial resolution is only limited by the typical scale of an asperity.

Tectonic Setting

We examine the seismicity on the Parkfield segment of the San Andreas fault system. At its southern end, this segment is bounded by a locked section which last ruptured during the 1857 Fort Tejon earthquake (*Sieh, 1978*). On the contrary, the northern end is freely slipping at 2.5 cm.yr^{-1} at shallow depth [*Harris et Segall, 1987; Murray et al., 2001*]. Interseismic slip velocity gradually decreases between these two bounds. Although the slip speed varies spatially along the fault, it remained approximately steady for at least 35 years (*Titus et al., 2006*). However transient, small, localized aseismic deformations are also observed on the fault plane (*Murray et Segall, 2005*), and may impact the seismicity dynamics (*Nadeau et McEvilly, 1999*). The Parkfield area appears relatively insensitive to stress transients driven by seismic waves originating from remote ruptures (*Hill et al., 1993*). The only significant earthquake that occurred in the studied interval (apart from the 2004, M=6 Parkfield earthquake) is the 2003 San Simeon earthquake which did not cause any significant effect on the Parkfield seismicity (*Hardebeck et al., 2004*).

The Parkfield segment experienced four M~6 earthquakes since 1922 (1922, 1934, 1966, 2004). All these earthquakes have a similar magnitude, rupture extent and focal mechanism. Although these earthquakes have different hypocenters, they are considered as repeating earthquakes as it is hypothesized that they have similar rupture zones, [*Bakun et McEvilly, 1984; Bakun et al., 2005*]. The last earthquake of this M~6 sequence occurred on the 28th, September 2004. It produced a maximum coseismic slip of 40 – 50 cm at depth and a significant postseismic displacement, which total moment exceeded the coseismic moment by a factor of almost 2 after 2 months (*Langbein et al., 2006*). Repeating earthquake sequences are not limited to M ~6 earthquakes and were also evidenced in the Parkfield transition area for smaller magnitude earthquakes [*Nadeau et al., 1995; Waldhauser et al., 2004*]. Relocated seismicity highlights the fact that repeating sequences are not homogeneously distributed along the fault plane but are rather strongly clustered, typically collapsing into sub-horizontal streaks [e.g. *Rubin et al., 1999; Schaff et al., 2002; Waldhauser et al., 2004*]. At Parkfield, these seismicity streaks are thought to bound an aseismic area where most of the coseismic slip of the 1966 and 2004 earthquake took place

[Waldhauser *et al.*, 2004; Thurber *et al.*, 2006]. We will suppose, as commonly assumed (e.g. Nadeau *et Johnson* (1998)), that repeating earthquakes correspond to locked asperities embedded in an otherwise creeping fault; and that the stressing rate on an asperity is driven by the frictional contrast between the locked asperity and the aseismic slip surrounding it.

Data and Processing

Earthquake Relocation

We selected a ~ 75 km long segment of the San Andreas fault which encloses the 2004, M=6 Parkfield earthquake rupture and its aftershocks (Figure 2.1). This portion of the San Andreas fault system is densely covered by NCSN (Northern California Seismic Network) stations. We selected all earthquakes located less than 5 km away from the segment and that occurred between January 1984 and June 2007. Among this set of earthquakes, we only kept those with at least four available waveforms as recorded by NCSN, vertical component, short period stations. These waveforms are sampled at 100 Hz and are archived at the NCEDC (Northern California Earthquake Data Center). We thus obtained a set of 12,230 earthquakes with a total of 164,152 waveforms.

A 256 sample-long record (2.56 s) with 100 samples before the P wave arrival, is extracted from each waveform. Earthquakes are then linked together and organized in multiplets : two earthquakes are linked if their mean coherency computed for at least 5 stations on a 1.28 s-long window, centered on the P wave arrival, in the frequency interval [1.5-18] Hz, is greater than a given threshold. We let this threshold vary between 85 % and 95%. Time delays are then computed for all earthquakes pairs and for all common stations. These delays are computed in the frequency domain as it allows to obtain estimates with an accuracy better than the sampling period (10 ms). To do so we follow an iterative approach, first computing the cross-spectrum between two waveforms, on a 128 sample-long window, and then extracting its phase. This phase, weighted by the coherency, is finally fitted by a linear model between 1.5 and 20 Hz (see Figure 2.2). We imposed this fit to pass by the origin. The estimated

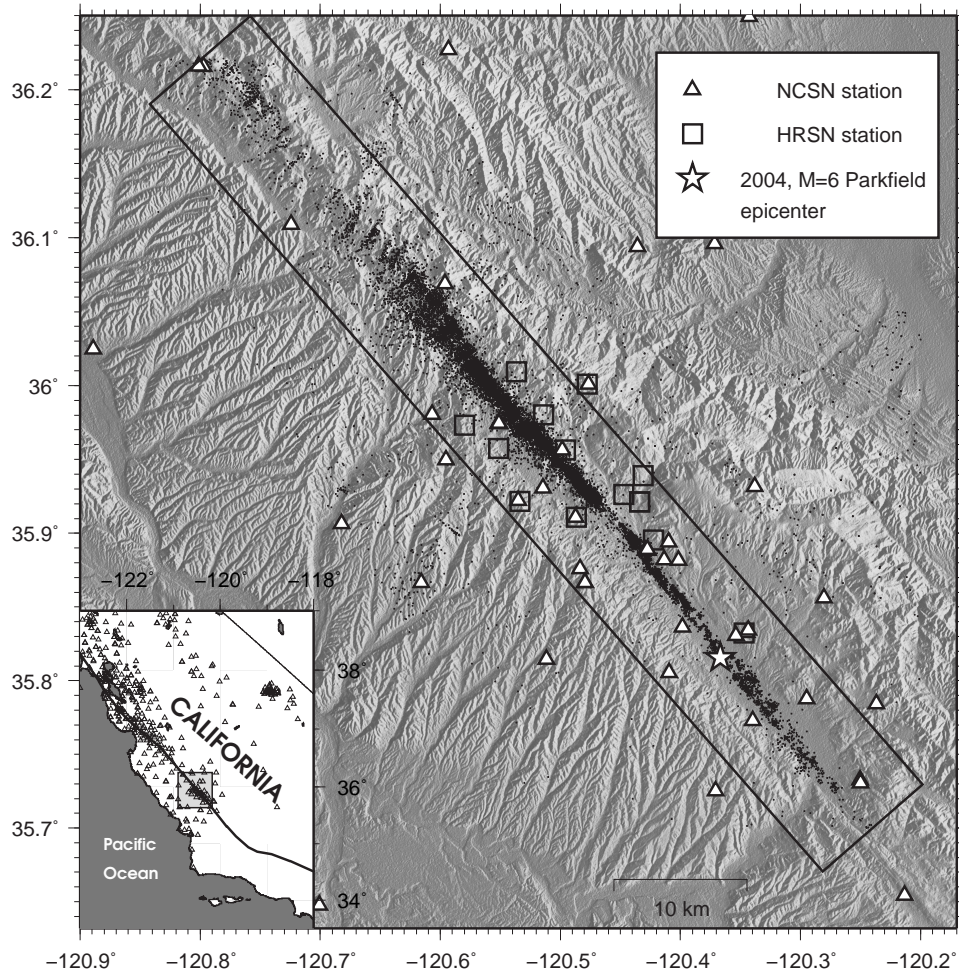


FIG. 2.1 – Map of the seismicity on the San Andreas fault near Parkfield. Black dots represent the epicenters of earthquakes that occurred in the studied interval (1984-2007). The rectangle denotes the selected area. Squares are HRSN seismic stations and triangles are NCSN seismic stations. The star shows the epicenter of the 2004, M=6 earthquake. Inset map : location of the Parkfield area in California, on the San Andreas fault trace (shown as a thick line).

slope gives the time delay between the two windows. The two windows are aligned and we iterate the procedure until convergence is reached [Got *et al.*, 1994 and Got *et Okubo* 2003].

Time delays are used to constrain locations and origin time shifts of each earthquake of a given multiplet (Figure 2.3). This step is performed by an iterative algorithm which progressively downweight inconsistent data measurements (Got *et Okubo*, 2003). A 1D, P-wave velocity model is required for this relocation process ; we extracted 1D velocity profiles from the 3D tomography of the Parkfield area performed by *Thurber et al.* (2006) and used the velocity profile that is the closest to the multiplet location. We finally converted relative relocations to absolute positions by imposing for all multiplets that the barycentres of the absolute and the relocated earthquakes are identical. Among the original set of 12,230 earthquakes, 8168 earthquakes are relocated with 4142 of them occurring before the 2004, M=6 Parkfield earthquake (Figure 2.4).

Forming repeating sequences

Many relocated earthquakes have overlapping sources (e.g. Figure 2.3). These earthquakes ruptured the same asperity, and form a repeating sequence. We identified sequences of repeating earthquakes, consisting of events with : i) identical rupture sizes, ii) identical recorded waveforms, and iii) overlapping sources. Previous studies based their identification of repeating sequences either on waveform similarity alone [Nadeau *et al.*, 1995 ; Nadeau *et McEvilly*, 1997], or according to criteria based on source overlap and magnitude difference. For example, *Waldhauser et Ellsworth* (2002) linked earthquakes, that have more than 50 % of source overlap and magnitude difference less than 0.5. Here, we considered that two earthquakes belong to the same repeating sequence if : (i) their mean coherency is greater than 90%, (ii) if the source overlap between the two earthquakes is greater than 70% in the horizontal direction and 35% in the vertical direction and, (iii) if the difference of magnitude is less or equal to 0.2. We assumed a circular rupture for all earthquakes, where the rupture radius, r (in km), is given by the relation : $r = 10^{0.5(m-4)}$

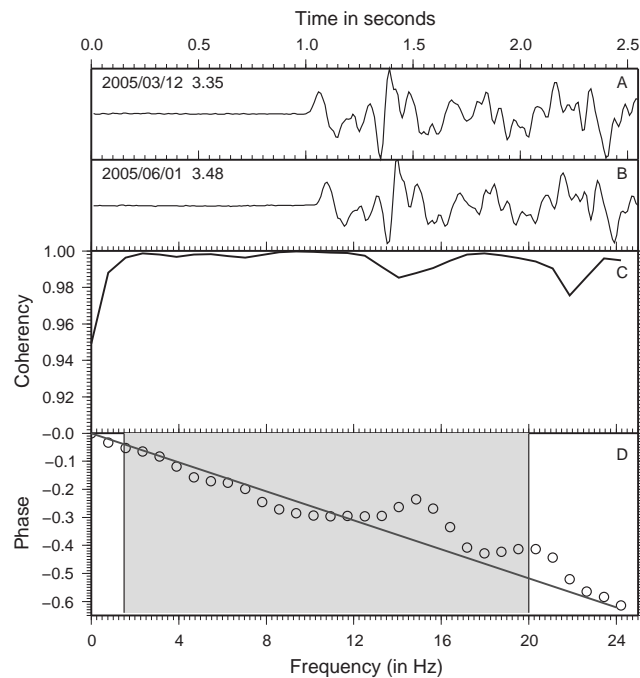


FIG. 2.2 – **A and B** : Waveforms recorded at station PMM for two earthquakes of a common multiplet. **C** : Coherency computed between the two waveforms. In this example, the coherency is very high, attesting for the high similarity between the two waveforms. **D** : Phase of the cross spectrum computed for same two waveforms as above. Phase measurements (circles) are weighted at each frequency according to the coherency (*Got et al. (1994)*). A linear fit of the weighted phase is displayed as a black line. The fit is only performed in the frequency interval [1.5Hz-20Hz], as shown by the gray area. The time delay between the two earthquakes is given by the slope of the linear fit, here equal to 25.9 ms.

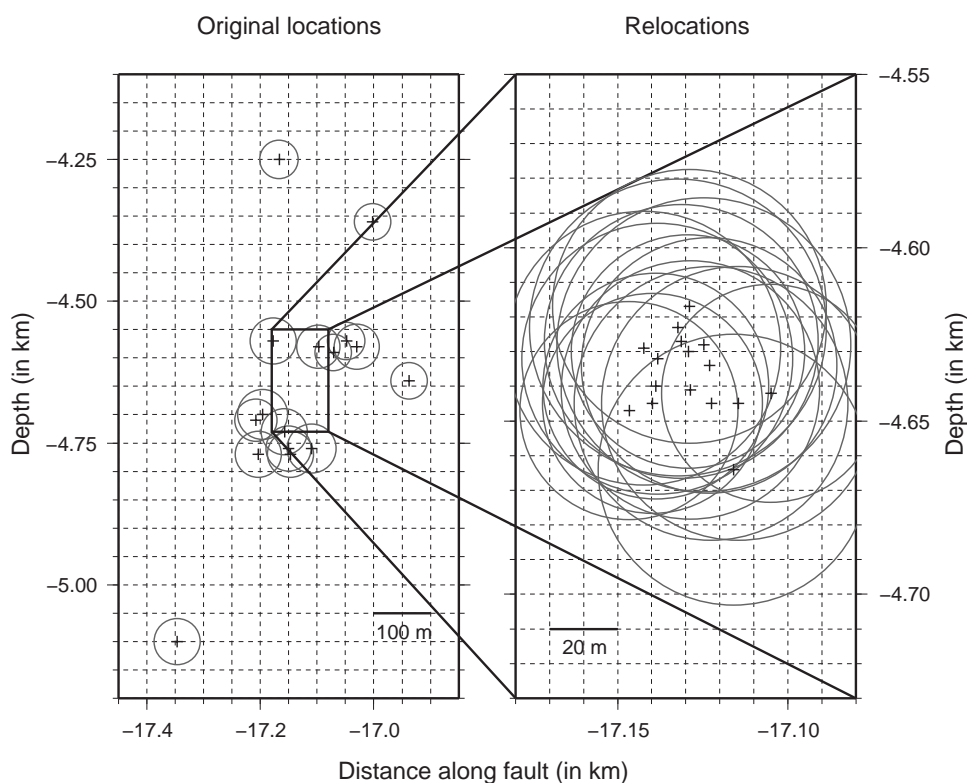


FIG. 2.3 – Example of the relocation process for a multiplet. **Left** : Cross section showing the original locations of the earthquakes. The inner rectangle denotes the area represented in the figure on the right. **Right** : Cross section of the relocated earthquakes. For both figures, the circles give the approximate rupture dimension, assuming a constant mean stress drop of 3MPa for all earthquakes and a circular rupture. Note that all relocated earthquakes in this multiplet have overlapping sources, and very similar rupture sizes.

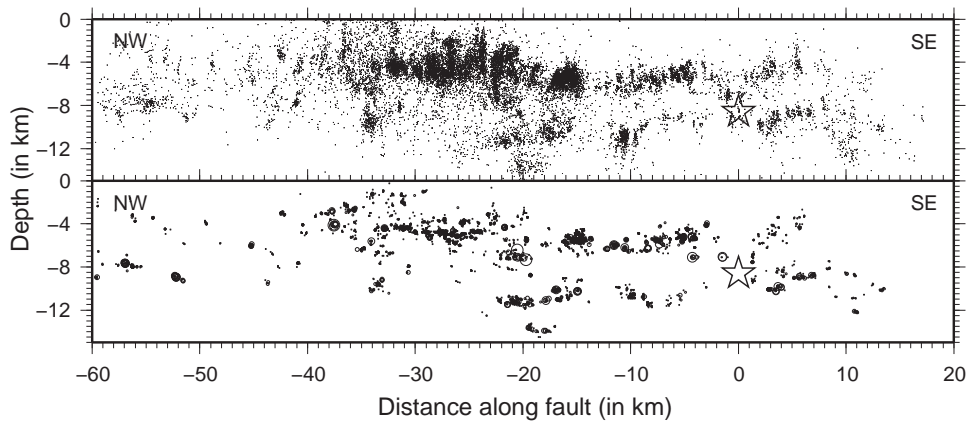


FIG. 2.4 – **Top** : Cross section of the seismicity along the San Andreas fault at Parkfield. Black dots are the original earthquake locations. The star shows location of the 2004, M=6 hypocenter. **Bottom** : Relocated earthquakes. The circles give the earthquake rupture dimension, assuming a 3MPa mean stress drop. The origin of the cross section is the location of the 2004, M=6 Parkfield earthquake, and distances are positive in the SE direction.

where m is the magnitude of the earthquake. This relation is derived for a constant mean stress drop, $\Delta\sigma$, of about 3MPa, using the relation linking earthquake radius and moment $r = \left(\frac{7M_0}{17\Delta\sigma}\right)^{1/3}$, with M_0 the seismic moment (*Kanamori et Anderson, 1975*). We do not impose the same source overlap requirement in the vertical and in the horizontal directions, in order to take into account a better performance of the relocation process along the horizontal direction. This set of criteria (A) leads to the formation of 3883 repeating sequences but most of these sequences only have 1 single event, while 320 repeating sequences (totalizing 2479 earthquakes) have at least 3 events each. We also tested how this grouping is dependent on our criteria by alternatively considering two other sets of parameters : one corresponding to a relatively tight selection approach (B) and the other one to a relatively loose selection (C). Table 1 details the parameters used for the three selection sets. The selection proposed is chosen as a good compromise between grouping too dissimilar earthquakes (which will possibly not belong to a common asperity) in the one hand, and a selection where too few earthquakes will remain due to uncertainties in the relocation, source geometries, and noise in the recorded waveforms, on the other hand.

Selection	Mean Coherency threshold	Source overlap in the horizontal direction	Δm	N^{1+}	N^{3+}	N_{eq}^{3+}
A (preferred)	90%	70%	0.2	3883	320	2479
B (tight)	95%	70%	0.2	4791	299	2144
C (loose)	90%	50%	0.5	2739	196	3128

TAB. 2.1 – Table detailing the parameters used for linking two earthquakes in order to build a repeating sequence. Selection A, B and C refer to the preferred, the tight and the loose set of parameters, respectively. The source overlap imposed in the vertical direction is half of what is required in the horizontal direction. The maximum difference of magnitude is noted Δm . N^{1+} is the number of sequences with at least 1 earthquake. The number of sequences with at least 3 earthquakes is denoted by N^{3+} while the resulting number of earthquakes in these N^{3+} sequences is N_{eq}^{3+} . Note that the loose selection links more earthquakes together, but in a smaller number of sequences, resulting in repeating sequences with typically many more events than with the two other selections.

Detection of Early Aftershocks of the 2004 Parkfield Earthquake

It is likely that aftershocks of the 2004, M=6 mainshock are missing in the NCSN dataset due to the high seismic activity in the first hours following this earthquake. The absence of early aftershocks is commonly observed even in densely covered areas but is believed to be mainly a detection problem (*Kagan, 2004*). Working specifically on the aftershock sequence of the 2004, M=6 Parkfield earthquake, *Peng et al. (2006)* found that numerous earthquakes were missed in the NCSN catalog at the time of their study, however even after accounting for these missed events, an early aftershock deficiency was still observed during the first 132 s following the mainshock initiation. Our goal is here not to detect all short term aftershocks of the 2004, Parkfield earthquake, but only those which belong to previously identified repeating sequences.

To complement the NCSN dataset, we exploited the measurements performed by HRSN (High Resolution Seismic Network) stations (Figure 2.1). These stations

have a good signal to noise ratio as they are installed in boreholes. We selected the DP1 channel, which corresponds to the vertical component channel recording at 250 samples/sec. Our procedure for identifying early aftershocks can be decomposed in the following steps :

1. We extracted the continuous signal on the DP1 channel for all HRSN stations for 24 hours, with 1 hour before and 23 hours after initiation of the Parkfield 2004 event.
2. For each repeating sequence previously formed we used the last earthquake of the sequence as the target event representative of the whole sequence. Recall that all earthquakes of a given sequence have very similar waveforms, hence the choice of the target event has little effect on this study. In order to work with the maximum number of sequences, we used the set of parameters of selection C, see Table 1. We then extract the corresponding waveforms on DP1 channel of HRSN stations for all the target events. Specifically, a 512 point long window centered on the P-wave is selected, for all HRSN stations. Unfortunately it was not possible to obtain these waveforms for all target earthquakes. Most of the target events with no available waveforms occurred before 2001. Among the 4791 repeating sequences, 1542 sequences were without any waveform available for the target earthquake. A total of 1402 out of these 1542 sequences correspond to sequences with the last event occurring before March 2001.
3. We pass the waveform of target event on the continuous record of each station. At each time step the target waveform and the continuous signal are aligned and the mean coherency between these two signals is computed in the frequency range 1.5 to 22.5 Hz. The target event window is then shifted by a tenth of the window length (~ 0.2 s) and a new coherency is computed. This gives the coherency versus time for a given station and sequence.
4. We compute the maximum coherency over a 6 second interval for all stations that recorded the target event. This is done to account for the propagation of the P wave between stations : a 6s interval ensures that all the HRSN stations can potentially have recorded the target earthquake. Finally the maximum

coherency for the target earthquake is averaged over all stations.

5. An aftershock is detected and associated to a repeating sequence if the final coherency, exceeds a certain threshold (Figure 2.5). We tested three different coherency thresholds at 99%, 95% and 90%.
6. Numerous detected events could not be linked to aftershocks listed in the NCSN dataset (Figure 2.6). These new events are thus included in our repeating sequences. If a detection is associated to more than one repeating sequence, we include it in the repeating sequence characterized by the higher coherency.

Figure 2.7 shows the aftershock rate for all the repeating sequences, when included the new detected events. The decay is best modeled by a power law when the 95% threshold is used. A p-value of 0.71 is then found, in agreement with $p = 0.74$ obtained by *Peng et al.* (2006). We therefore keep this 95% threshold for the remainder of this study.

Dynamics of Repeating Earthquakes During the Interseismic Stage

We studied the temporal patterns associated with repeating earthquake sequences. We focused on earthquakes that occurred before the 2004 M=6 mainshock and thus that were not perturbed by coseismic nor postseismic effects. For each repeating sequence with at least four earthquakes before the 2004 mainshock, we defined the mean inter-event time (\overline{T}_r) as the mean of the time intervals, T_r , between two successive earthquakes. For each sequence, we define the normalized inter-event times as T_r/\overline{T}_r . Figure 2.8 shows the probability density function of all the normalized times, for the three sets of selection parameters. A power law decay at short normalized times (up to 0.1) is visible for all selection sets. This decrease is similar to an Omori law decay of the number of aftershocks. Remarkably, a clear peak in the distribution is also observed close to unity, implying that the recurrence is quasi-periodic as long as $T_r/\overline{T}_r > 0.1$. This peak is mostly pronounced in distributions A and B : taking looser criteria (as C) implies mixing distinct asperities with distinct quasi-cycles,

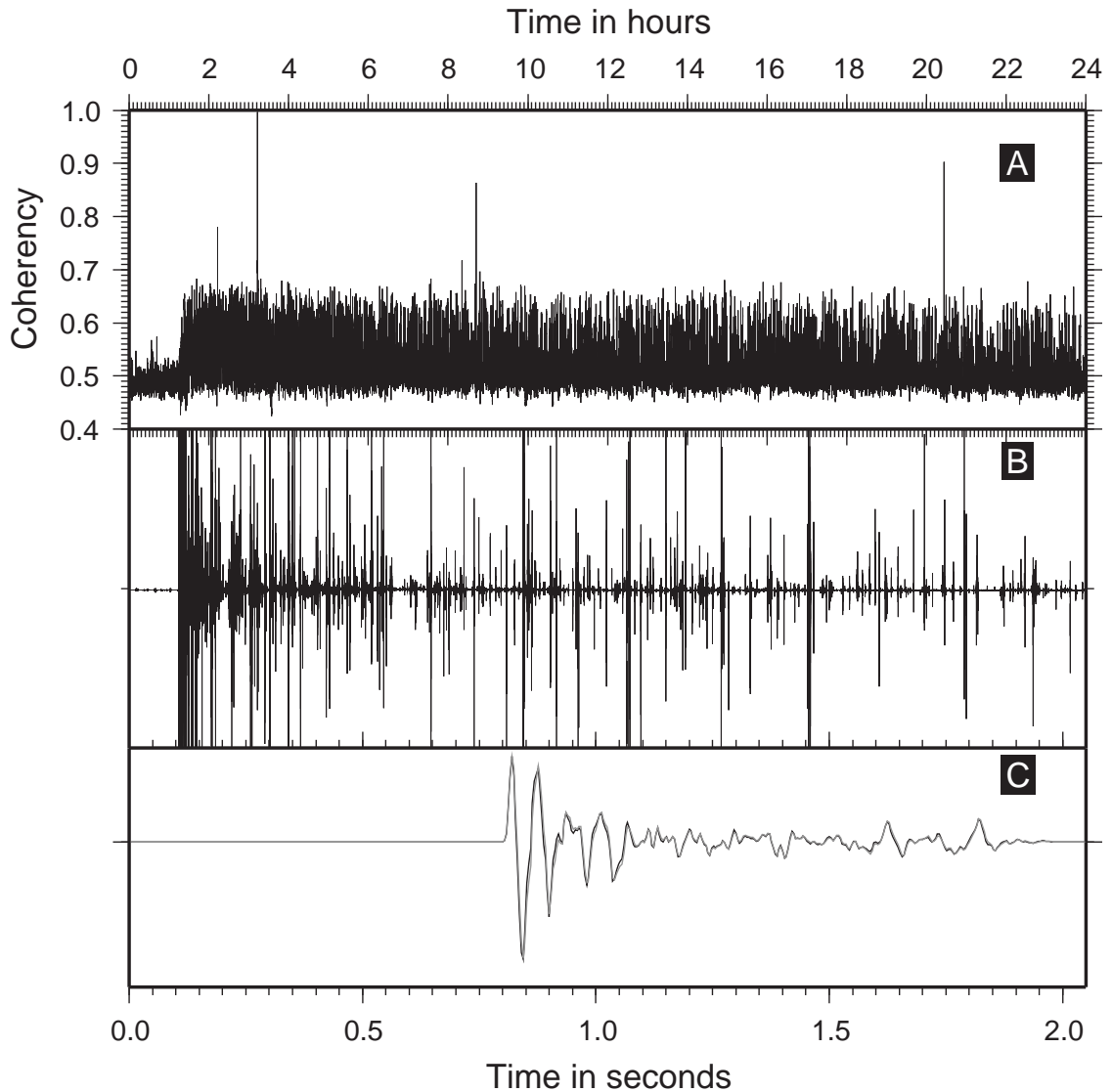


FIG. 2.5 – Figure detailing the short-term earthquake detection process. **A** : Maximum coherency computed over 24 hours for an identified event and all HRSN recording stations, averaged over 6 seconds. The 2004, M=6 Parkfield earthquake occurred 1 hour and 15 minutes after the beginning of the record and is associated with the coherency jump. The highest peak (3.2 hours), with a coherency greater than 99% is associated with the detection of an aftershock not listed in the NCSN dataset. **B** : Continuous record on the DP1 channel of station CCR of the HRSN. The record is displayed over 24 hours as represented above. An intense earthquake activity is visible on this record. **C** : Waveform of the target event used for the detection (gray) and of the continuous signal (black) at the time of the highest coherency peak (~ 3.2 hours). The two waveforms recorded on the DP1 channel of station CCR are nearly identical, as expected given the very high coherency found at this time.

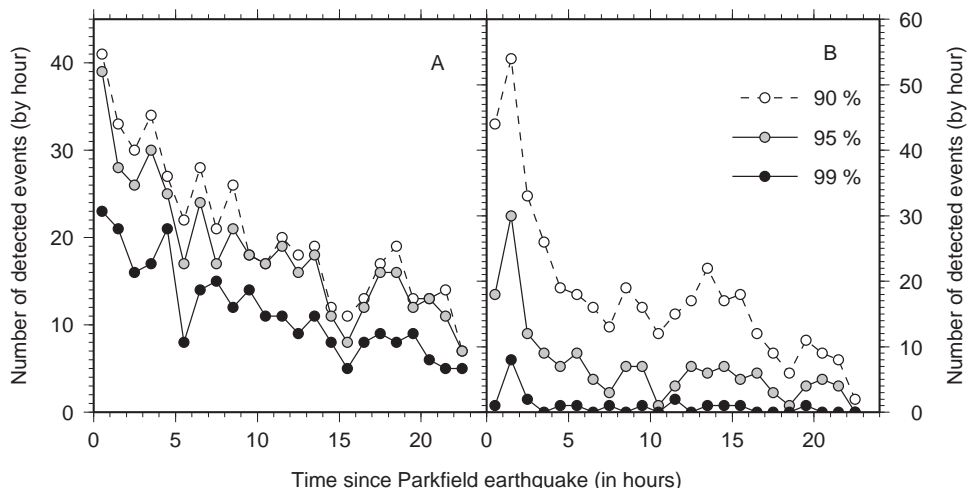


FIG. 2.6 – Number of detected events as a function of the elapsed time since the occurrence of the 2004, $M=6$ Parkfield earthquake. **A** : Number of detected events already listed in the NCSN catalog. **B** : Number of detected events considered as new events, i.e., not listed in the NCSN catalog. The different line styles refer to the different coherency thresholds, see text.

hence partly destroying the apparent quasi-periodicity of the sequences. It could therefore be expected that tighter and tighter criteria would lead to an even more obvious periodicity. The size of the dataset does not however allow us to investigate further.

A clear distinction between two different behaviors is highlighted. At short normalized times ($T_r < 0.1 \times \bar{T}_r$), the dynamics of earthquakes is dominated by interactions at the asperity scale, (i.e. at $\sim 10\text{m}$ scale). However, the proportion of earthquakes involved in these triggering mechanisms is low ($\sim 5\%$). During this regime, the probability of an earthquake occurrence decreases with time as interactions get weaker. The second regime ($T_r > 0.1 \times \bar{T}_r$) is driven by steady stress accumulation, and is characterized by the quasi-periodicity of earthquake recurrence times.

Periodicity

We further investigate the 2nd regime of repeating sequences, i.e., quasi periodicity, previously identified by [Nadeau *et al.*, 1995; Nadeau *et McEvilly*, 1997; Nadeau *et Johnson*, 1998; Nadeau *et McEvilly*, 1999]. We computed the coefficient of variation for all repeating sequences with at least four events and which occurred

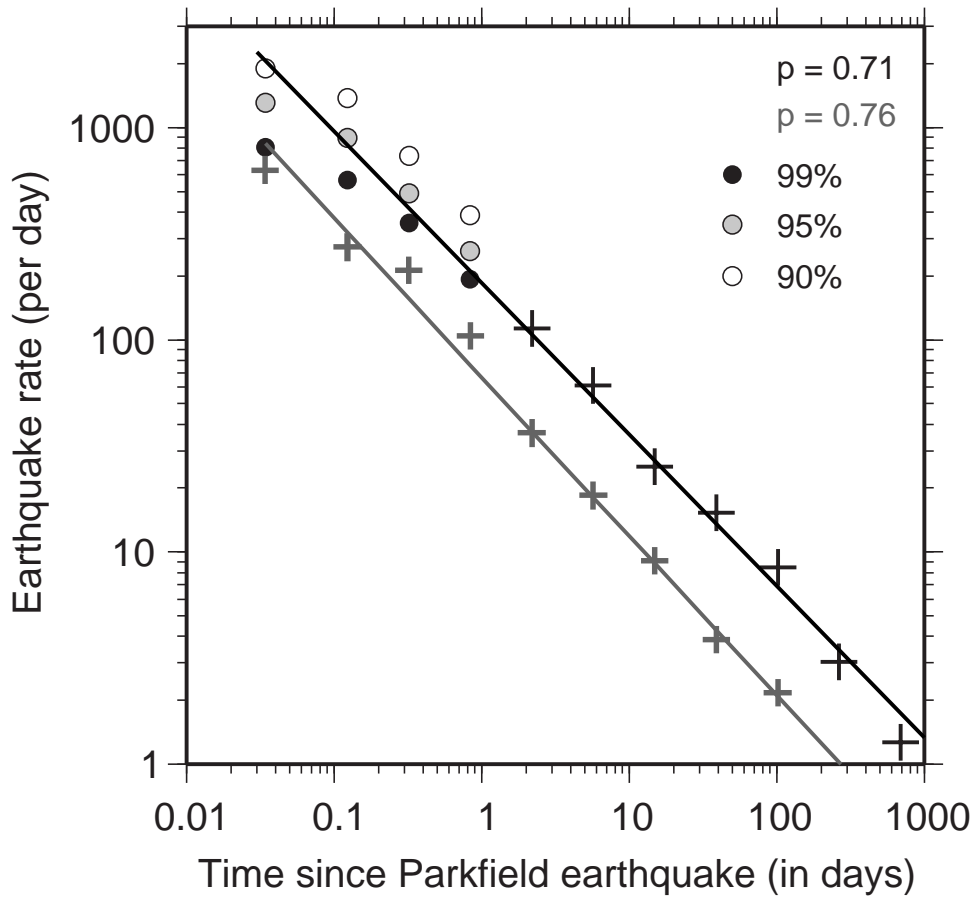


FIG. 2.7 – Earthquake rate computed for all earthquakes in our relocated catalog that followed the 2004, $M=6$ Parkfield earthquake, including the new events detected in the first 23 hours after the $M=6$ earthquake. The different colors indicate the different coherency threshold used in the detection process. Crosses are values not affected by the detection procedure (> 23 hr). The decay is best adjusted by a power law fit with an exponent $p = 0.71$ for the 95% coherency threshold.

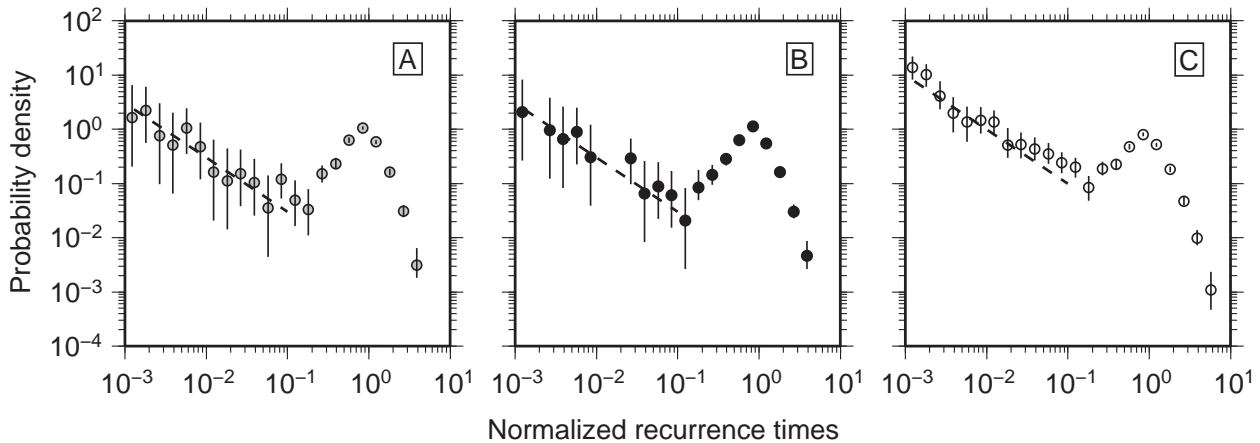


FIG. 2.8 – Probability densities for normalized recurrence times for the three sets of selection criteria. Uncertainty bars associated to each time interval are computed according to a Poisson law. The dashed line displayed between 10^{-3} to 10^{-1} is a \bar{T}_r/T_r power law decay. A peak in the distribution around 1 is observed for all selection sets. Note that high probabilities associated with short normalized recurrence times only represent 5% of the seismicity, and is in fact a minor characteristic of the distribution.

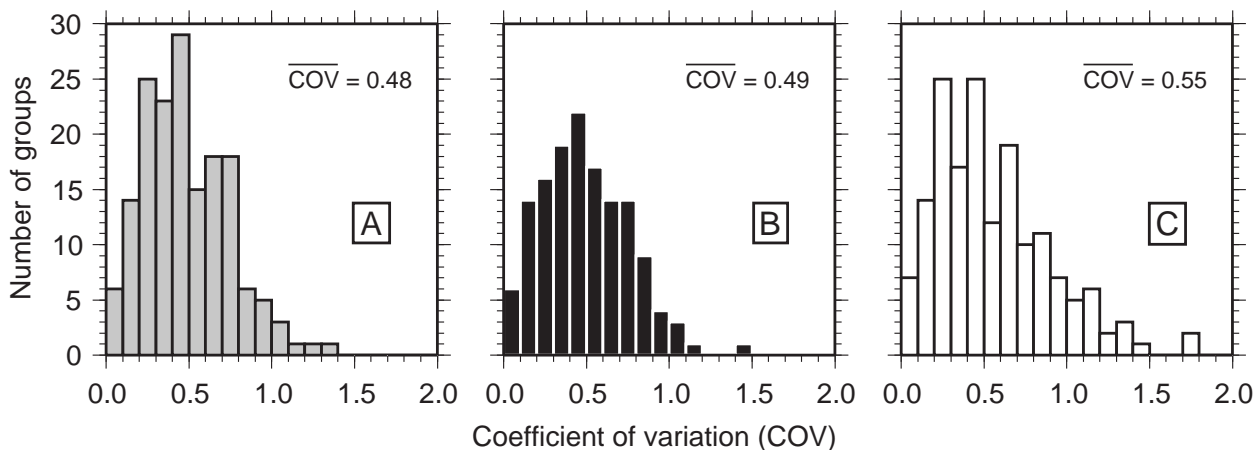


FIG. 2.9 – Histograms depicting the COV distribution for the three different set of selection criteria A to C. The mean COV, is also given for each distribution. The preferred selection (A) has a distribution of COV similar in shape to the one obtained with a tighter approach (B) but contains more repeating sequences.

before the 2004, M=6 Parkfield earthquake. The coefficient of variation (COV) is the ratio for a repeating sequence of the standard deviation of T_r over the mean inter-event time (\bar{T}_r). A COV of 0 implies a perfectly periodic recurrence while a COV = 1 is characteristic of a Poissonian (i.e. random) sequence. The COV values obtained for the three sets of parameters are mostly lower than 1, cf Figure 2.9, as expected in case of quasi-periodicity. This behavior can be interpreted as the result of a constant stressing rate acting on the asperities, in which case there must exist a relation between the mean recurrence time and the mean moment of a repeating sequence. To test this, we converted magnitude into moment using the relation $\log_{10} M_0 = 16.1 + 1.5 m$ (*Hanks et Kanamori, 1979*). The variation of moment with recurrence time is shown in Figure 2.10 together with the values found by *Nadeau et Johnson (1998)* when analyzing repeating sequences at Parkfield for smaller magnitude events. Although there exists a strong variability, a global trend appears, consistent with the $\bar{T}_r \propto M_0^{0.17}$ relation found by *Nadeau et Johnson (1998)*. Such a relation must imply a stress drop dependence with the earthquake moment, at odds with the constant mean stress drop generally observed over a large range of earthquake moments (*Abercrombie, 1995*). The variable stress drops relation proposed by *Nadeau et Johnson (1998)* possibly leads to ~ 2 GPa stress drops for the smallest events. Such high stress drops are in contradiction with estimates obtained for small Parkfield earthquakes for which stress drops of the order of [1-10] MPa are found (*Imanishi et al., 2004*). However the high stress drop hypothesis results from the assumption that slip occurring on asperities is uniquely due to seismic slip. This view is not supported by an earthquake nucleation model for which aseismic slip is found to play an important role. In particular, the proportion of slip released aseismically is found to be dependent of the asperity size (*Chen and Lapusta, submitted manuscript*). This eventually leads to the recurrence time vs moment scaling obtained (see Figure 2.10).

Short term triggering

We examined earthquakes that occurred at short normalized recurrence times ($T_r < 0.1 \times \bar{T}_r$) in a repeating sequence. Such short term repeating earthquakes

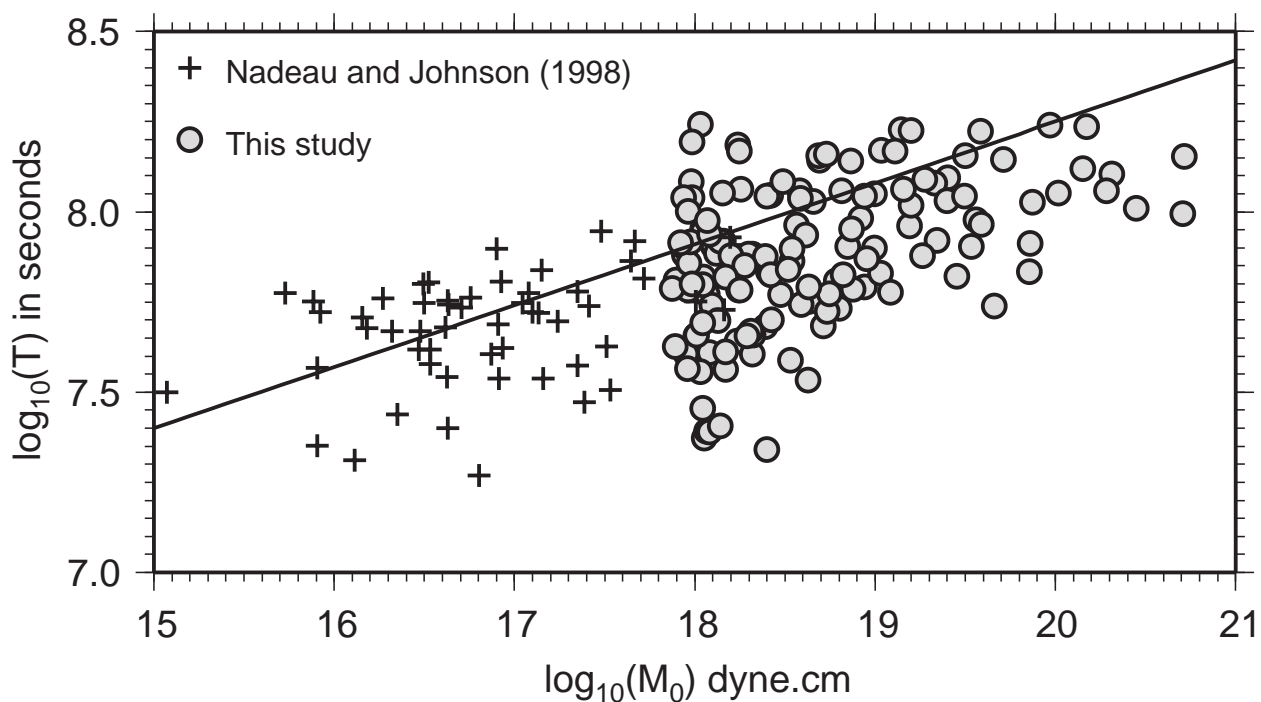


FIG. 2.10 – Variation of the mean recurrence time of a repeating sequence as a function of the mean moment of the sequence. Circles are from this study and crosses are values reported in *Nadeau et Johnson (1998)*. The line is the $\log_{10}(t) = 4.85 + 0.17 \log_{10}(M_0)$ relation reported in *Nadeau et Johnson (1998)*, where t is the mean recurrence time in seconds and M_0 is the mean moment of the sequence in dyne.cm.

were already observed on the Hayward fault (*Waldhauser et Ellsworth, 2002*) and on the San Andreas fault (*Nadeau et al., 1995*). Some insight on these earthquakes can be obtained by looking at their spatial repartition relative to the barycenter of the sequence. Spatial densities of short-term and of long term ($T_r > 0.1 \times \bar{T}_r$) earthquakes are displayed in Figure 2.11 for the three selection sets. Long-term earthquakes (which are mainly periodic) are tightly clustered at the barycenter of the asperity. On the opposite, short term earthquakes occur randomly in the source area of the repeating sequence. We propose two explanations to account for this repartition :

1. Short term earthquakes are the consequence of the remaining stress left by the preceding earthquake on the same asperity. This can happen if the preceding earthquake did not rupture the entire asperity or if its slip distribution is very heterogeneous. *Dreger et al. (2007)* imaged, using an empirical Green's function deconvolution, the rupture process of a sequence of repeating earthquakes on the San Andreas fault at Parkfield. They showed that many parts of the ruptured asperity experienced high positive stress changes, albeit the mean stress changes on the asperity is negative.
2. A second hypothesis is that these earthquakes ruptured a very close-by but distinct asperity. This idea was proposed by *Rubin (2002)* when investigating microearthquakes on the San Andreas and on the Calaveras faults : most of the earthquakes tend to occur at the edge of the rupture of the immediately preceding earthquake. They are produced by the stress concentrations induced by slip on the asperity. This explanation implies that this short term effect is mainly due to uncertainties in the relocation process and source geometry : more accurate locations and rupture extents could indeed help separating our repeating sequences into smaller, but more periodic sequences that then would not show this short term triggering. This might be here a possible scenario for the smallest asperities which source area (i.e., the asperity size) is close to the relocation uncertainties.

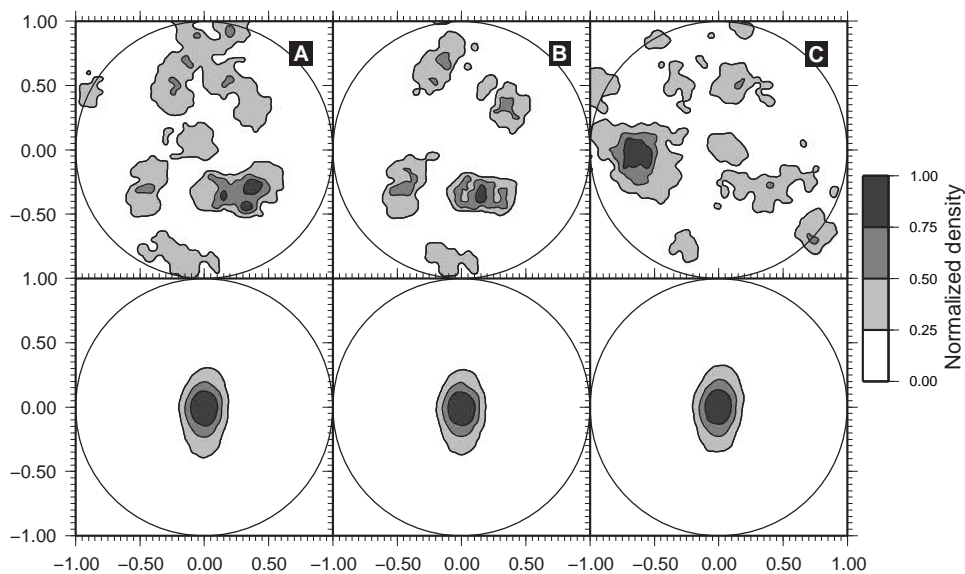


FIG. 2.11 – Spatial repartition of short term ($< 0.1 \times \bar{T}_r$) (Top) and long term ($> 0.1 \times \bar{T}_r$) (Bottom) earthquakes in a repeating sequences compared to the multiplet barycenter, for the three selections A-C. Distances were normalized by the estimated rupture radius (black circle) of each earthquake, and densities were computed by stacking all the sequences. The x-axis is the along strike distance whereas the y-axis is the depth. Long-term, mostly periodic, repeating earthquakes are much more clustered than short term earthquakes, which hypocenters are more or less randomly scattered around the mean rupture.

Influence of Selection Parameters in Forming Repeating Sequences

We observed that, when building repeating sequence with a loose selection (C), we increase the number of earthquakes per sequence. Earthquakes are thus added to repeating sequences formed with tighter selection criteria (A and B), or repeating sequences are merged. The addition of new earthquakes mostly occur at short time scales following the occurrence of an earthquake on an asperity. The decay rate of these short term earthquakes with time is similar to an Omori law. This power law decay is indicative of a triggering process, short term earthquakes being certainly induced by slip on a neighboring asperity.

When setting a tighter set of selection criteria, the periodicity of repeating earthquake sequence is not improved ($\overline{COV} = 0.48$ for (A) and $\overline{COV} = 0.49$ for (B)). This is certainly because we reject earthquakes that really belong to an identified asperity but for which relocation uncertainties make them erroneously distinct from their repeaters. As the periodicity is similar, if not better, for selection (A) and as there is a larger number of earthquakes and repeating sequences we decided to keep this selection (A) as our preferred selection.

Perturbation caused by the 2004, M=6 mainshock

Observations

In this section we study the perturbation caused by the 2004, M=6 Parkfield earthquake (hereafter denoted M6) on repeating earthquake sequences. In particular we investigate whether the periodicity is preserved or modified following the mainshock by quantifying this perturbation in terms of a coseismic and postseismic stress changes, for each identified asperity.

Almost all the the post-Parkfield seismicity is localized in areas which also experienced earthquakes in the 1984-2004 period. At first glance it thus seems that the spatial distribution of the seismicity was not perturbed by the M6 earthquake. This conclusion was already reached by *Thurber et al.* (2006). When looking more carefully, it appears that most post-M6 seismicity activates asperities that were locked

during the 20 previous years : among the 4026 relocated earthquakes occurring after the M6 earthquake, 955 took place in pre-identified asperities. The remaining 3071 earthquakes could not be linked to pre-existing repeating sequences. From these 3071 earthquakes, 875 are organized in 126 repeating sequences with at least 4 earthquakes each (according to selection criteria A). An example of such a repeating sequence is displayed in Figure 2.12. We do not know whether these asperities were locked or were rather aseismically slipping during the 1984-2004 interval. The example shown in Figure 2.12 is similar to the observation by *Schaff et al.* (1998) who identified repeating earthquake sequences in the aftermath of the Loma Prieta earthquake.

The opposite behavior can also be observed, namely a repeating sequence identified in the 1984-2004 interval but with no earthquake occurring in the post-M6 interval. Figure 2.13 shows such an example with an asperity periodically failing in the pre-2004 period (low COV value of 0.11), and not rupturing any longer after the M6 earthquake, although the previous periodicity would suggest that an earthquake should have occurred there by June 2007. We will in our study assume that such an asperity has been locked by stress unloading at the time of the mainshock.

Two other typical asperity behaviors are illustrated in Figures 2.14 and 2.15. These two sequences are almost perfectly periodic in the pre-M6 interval as indicated by their low COV values. However at the time of the M6 earthquake, they gave rise to two distinct behaviors. In the first example, (Figure 2.14), a numerous earthquake activity is observed following the M6 earthquake. This activity appears to decay with time following the mainshock, similarly to what is observed in Figure 2.12. Finally, in the second example (Figure 2.15) we observe that a single earthquake occurred after the mainshock, the periodicity noticed in the pre-M6 interval being almost preserved : the mean recurrence time is 3.2 years in 1984-2004, and is 4.0 years elapsed between the last pre-M6 earthquake and the post-M6 earthquake.

Despite all these different behaviors, it is remarkable to realize that adding all the repeating sequences together yield a power law, Omori-Utsu, decay for the collective dynamics, as observed in Figure 2.7. While the “building block” (asperities) act almost deterministically, or at least in a very predictable way, when perturbed by the mainshock, summing over all those very different patterns require a purely statis-

tical description. The previous examples of figures 2.12-2.15 show that an asperity can either be unloaded, loaded (both co and post-seismically), or not significantly perturbed, by the M6 mainshock. We here aim at analyzing the complete population of asperities in order to investigate how these stress perturbations are spatially distributed.

Model of Coseismic and Postseismic Stress Changes

All the identified asperities (i.e. repeating sequences), do not show the same dynamics in response to the M6 earthquake. This difference can be interpreted as a difference in stress changes undergone by each asperity. We propose to decompose the stress variation in two terms : i) a coseismic stress, which effect is instantaneous, at the time of the M6 earthquake and ii) a postseismic stress, which is time dependent. We will then estimate these two stress changes for each asperity, solely from earthquake occurrence times. To do this, we propose a simple model describing the stress history on an asperity. Earthquake occurrence on an asperity is modeled as a perfectly predictable system : in the absence of any stress perturbation, the time interval between two consecutive earthquakes, T_r , is constant, as is the mean stress drop on the asperity, σ_c , (Figure 2.16). The perfectly predictable dynamics (i.e., periodicity) is considered valid for the whole time period preceding the 2004, M=6 Parkfield earthquake. This implies that the stressing rate, for a given asperity, is constant for the whole 20 years period (1984-2004). This is the simplest model than can reproduce the observed periodicity. The mean stressing rate at an asperity can be written :

$$\dot{\sigma}_0 = \frac{\sigma_c}{T_r} \quad (2.1)$$

At the time of the 2004, M=6 Parkfield earthquake, an instantaneous coseismic stress variation, σ_{co} , is imposed by the main rupture on each asperity. This coseismic effect is then followed by a postseismic stress increase, mainly due to afterslip (*Freed, 2007*), which is time dependent and modeled as : $\sigma_{post}(t) = A \log(t/\tau + 1)$ where t is the time following the Parkfield earthquake and A and τ are constants. This form is chosen as it empirically well reproduces the evolution of slip following the 2004, Parkfield earthquake [*Langbein et al., 2006 ; Freed, 2007*]. Furthermore a logarithmic

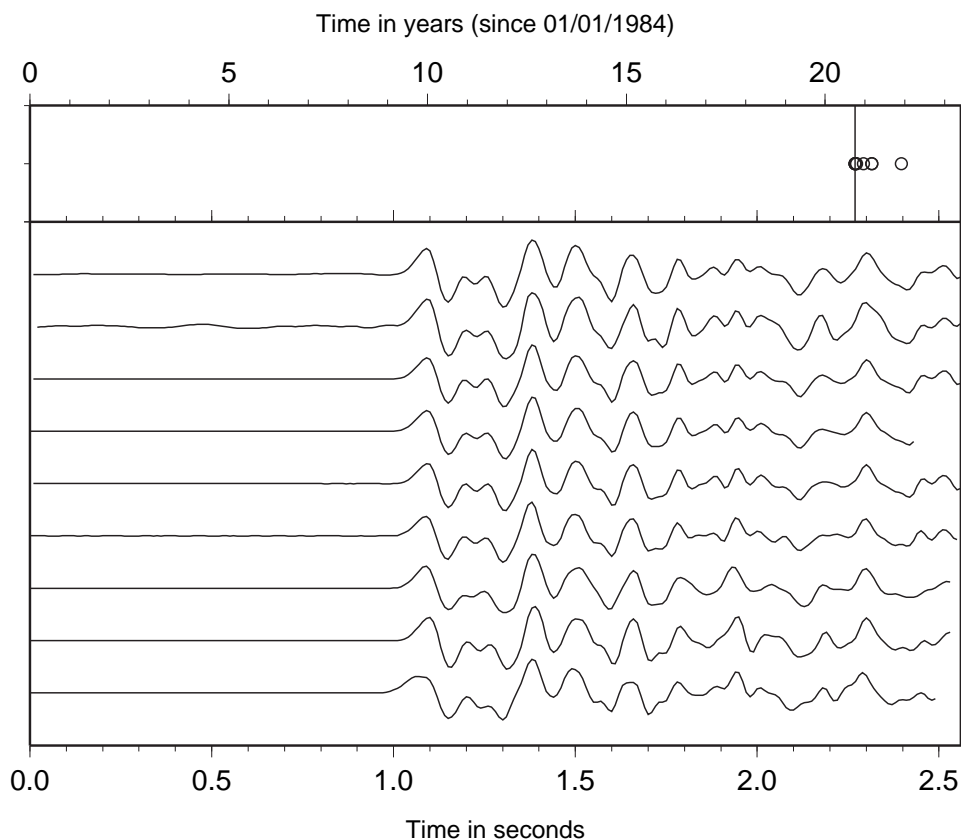


FIG. 2.12 – Example of an identified repeating sequence. The top graph displays the occurrence times of earthquakes in the repeating sequence as circles. The line at 20.7 years is the time of the 2004, M=6 Parkfield earthquake. The bottom graph shows the waveforms recorded on the same NCSN station for each earthquake on the sequence, aligned on the P-wave arrival. The first earthquake of the sequence is associated with the upper waveform and the last earthquake with the bottom trace. No earthquakes occurred in the pre-M6 interval. Recurrence times increase with time after the mainshock. This asperity was very likely locked since at least 1984, and then was loaded both co- and post-seismically by the mainshock.

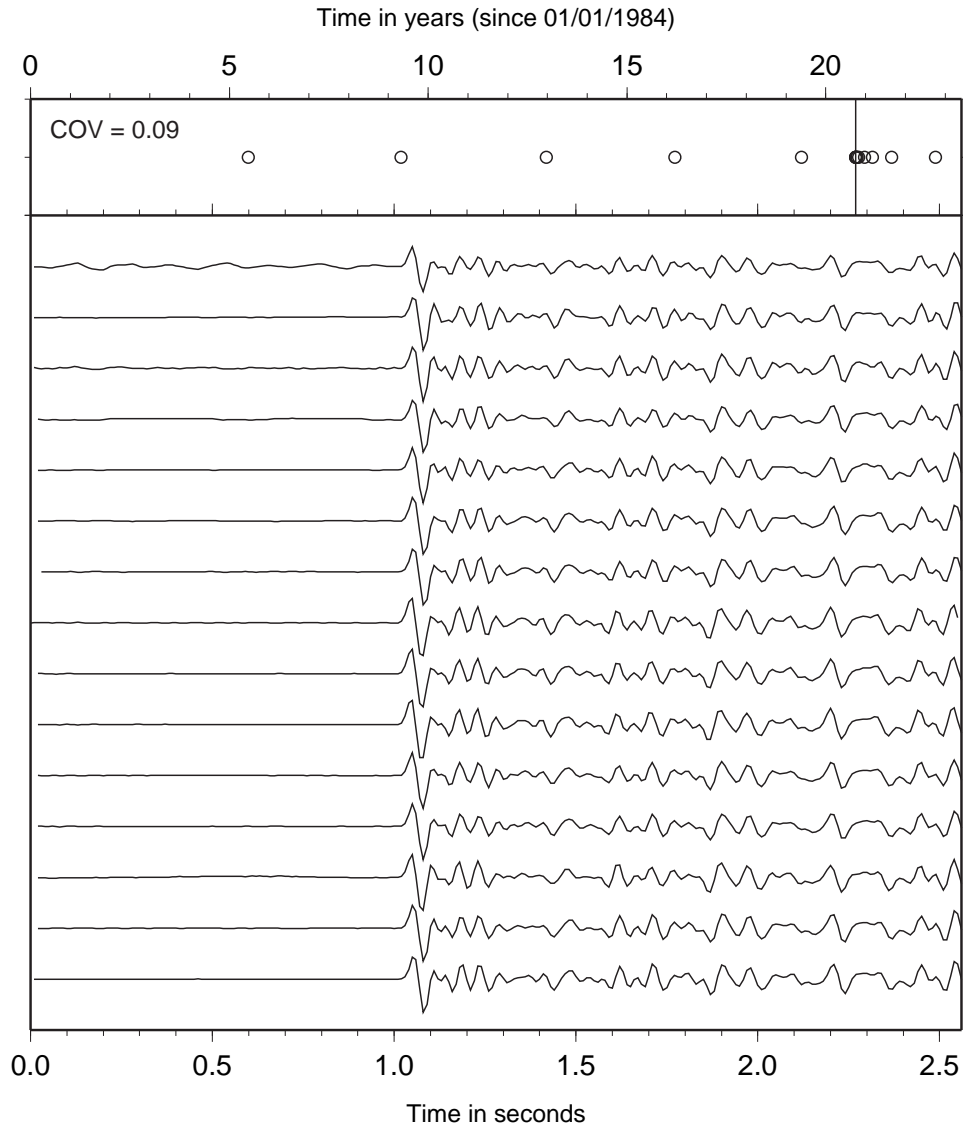


FIG. 2.13 – Same as in Figure 2.12 for a different sequence. The COV of the repeating sequence, computed in the pre-M6 interval is 0.09. The robust periodicity of this sequence is greatly affected by the occurrence of the M=6 earthquake. Although the waveforms remain similar, numerous earthquakes occurred in a short time interval after the mainshock. The recurrence times eventually increase, as expected from a typical Omori-Utsu law.

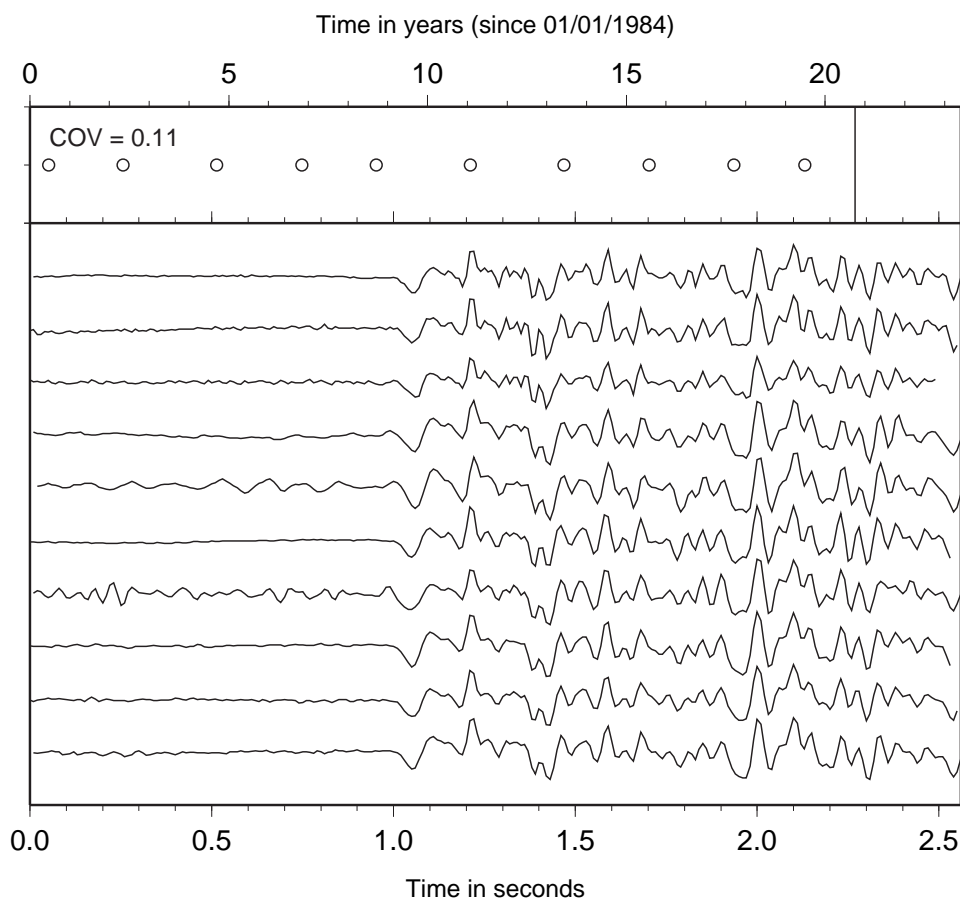


FIG. 2.14 – Same as in Figure 2.12 for a different sequence. In this example, no earthquake occurred between the Parkfield, 2004 earthquake and the end time of our study, June 2007. According to the periodicity observed for the 20 previous years, an earthquake should have taken place before June 2007. This absence of such an earthquake suggests a stress unloading caused by the 2004, M=6 Parkfield earthquake.

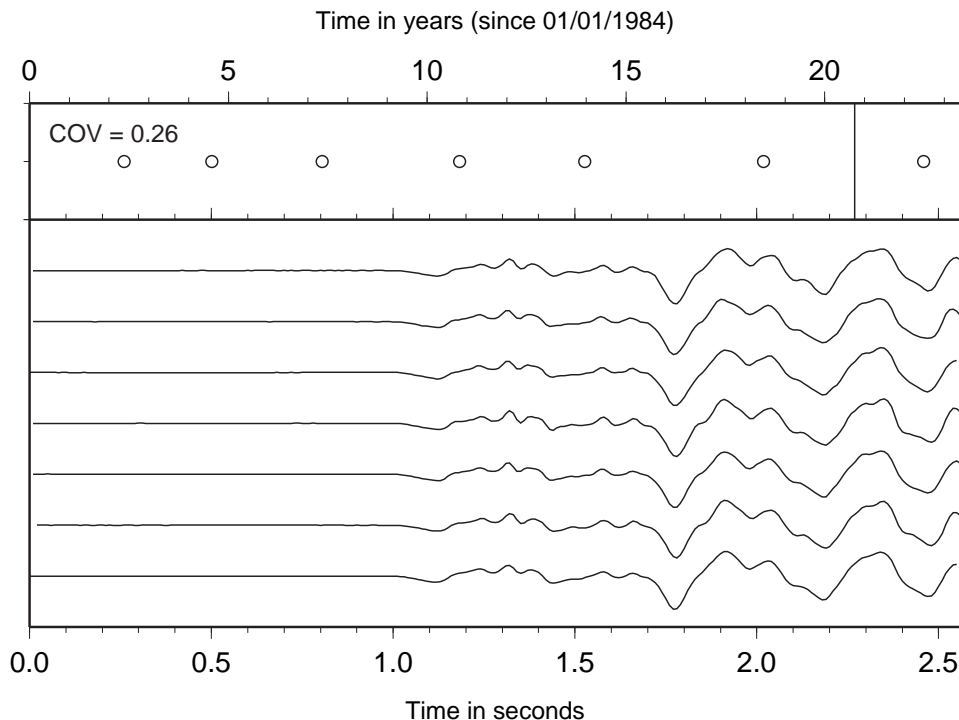


FIG. 2.15 – Same as in Figure 2.12 for a different sequence. Here, the periodicity observed before the 2004 mainshock is not significantly modified by the mainshock.

evolution of slip, similar to the one proposed, is also predicted by a rate and state friction model and observed for various afterslip sequences [Marone *et al.*, 1991; Montési, 2004; Perfettini *et Avouac*, 2004]. This postseismic effect is superimposed on the tectonic long term stressing rate $\dot{\sigma}_0$ determined by (2.1). We also considered that the stress drop remains constant during the postseismic stage, equal to σ_c . This last assumption seems at odds with the apparent stress drop increase with recurrence time observed for a repeating earthquake sequence and in laboratory experiments [Vidale *et al.*, 1994; Marone *et al.*, 1995; Marone, 1998]. However no significant increase in stress drop was observed following the 2004, Parkfield earthquake either for a repeating sequence (Dreger *et al.*, 2007) or globally for the whole aftershock sequence (Allmann *et Shearer*, 2007). We thus suppose that the variation of stress drop with recurrence time, on Parkfield repeating sequences, is weak enough such that our constant stress drop (σ_c) hypothesis is reasonable. Our simple threshold model gives that

$$\dot{\sigma}_0 t_i + \sigma_{post}(t_i) + \sigma_{co} + \sigma_0 = \sigma_{c,i}, \quad (2.2)$$

which describes the stress of an asperity following an earthquake i rupturing this asperity. The time between earthquake i and M6 is denoted t_i , and $\sigma_{c,i} = \sigma_c \times i$. The initial stress on the asperity, at the time of the Parkfield earthquake is σ_0 with

$$\sigma_0 = \frac{T_{M6} - T_0}{\bar{T}_r} \quad (2.3)$$

with T_0 the time of the last pre-M6 earthquake in the repeating sequence. We obtained after rearranging (2.2) and dividing by σ_c

$$i = \frac{t_i}{\bar{T}_r} + \frac{A}{\sigma_c} \log \left(\frac{t_i}{\tau} + 1 \right) + \frac{\sigma_{co}}{\sigma_c} + \frac{T_{M6} - T_0}{\bar{T}_r} \quad (2.4)$$

This equation implies that the earthquake occurrence times can be used to condition the three parameters : A/σ_c , τ and σ_{co}/σ_c . The latter parameter is the coseismic stress change produced by the 2004 Parkfield earthquake on an asperity, normalized by the mean stress drop characteristic of earthquakes on this asperity. We work with repeating sequences with at least 3 earthquakes in the pre-M6 interval (after removing potential short term earthquakes), in order to obtain an estimate of the mean recurrence time and of the initial stress on the asperity at the time of the M6 earthquake. Furthermore, we also impose the number of earthquakes in the post-M6 interval to be at least equal to 4 for resolving the three parameters using (2.4).

Parameters, A/σ_c and τ can also be resolved for asperities with earthquakes occurring only after the M6 mainshock, in which case we used

$$i = \frac{A}{\sigma_c} \log \left(\frac{t_i}{\tau} + 1 \right) + C \quad (2.5)$$

instead of equation (2.4) since \bar{T}_r is not known. The value of C in (2.5) is the sum of the initial stress and the stress change imposed by the mainshock rupture.

Results

We computed the postseismic stress changes for 126 repeating sequences with at least 4 earthquakes in the post-M6 interval. Among these 126 sequences, 37 of them also have at least 3 earthquakes before the M6 earthquakes ; the periodicity could then be estimated, and thus we could also compute a coseismic stress change.

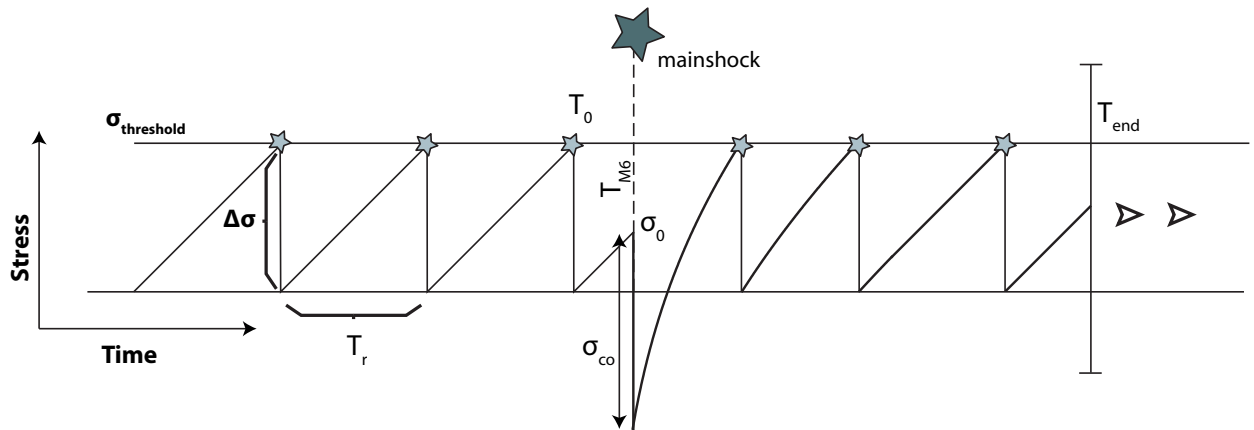


FIG. 2.16 – Sketch of the earthquake model. The stress on an asperity is represented as a function of time. It increases linearly with time before the 2004, M=6 earthquake (T_{M6}). Each time the stress reach a stress threshold $\sigma_{threshold}$, an earthquake occurs in this repeating sequence (materialized as a little star). Each failure produces a constant stress drop ($\Delta\sigma$) on the asperity, implying a constant recurrence time (T_r) between two consecutive earthquakes in the pre-M6 interval. The last earthquake in the pre-M6 sequence occurs at time T_0 . Following the M6 earthquake, an immediate coseismic stress change (σ_{co}) is applied on the asperity. This stress change can be positive or negative. A postseismic effect, which evolves logarithmically with time, is then superimposed to the pre-M6 constant stressing rate. Earthquakes observed up to the time of our study, T_{end} , are modeled with such a stress history.

We removed 4 repeating sequences associated with a high misfit after inversion, resulting in 33 sequences with an estimated coseismic stress change. From these 33 repeating sequences, we display the evolution of the number of earthquakes on five asperities following the M6 earthquake (Figure 2.17). It shows that our model is able to well reproduce the evolution of the seismicity. In particular the number of occurrences is well fitted by a logarithmic function. This is similar to the $1/t$ decay of the inverse recurrence time observed by *Schaff et al.* (1998) in repeating sequences following the Loma Prieta earthquake. Parameter uncertainties are computed from the *a posteriori* covariance matrix of the inversion procedure. We see in figure 2.17 that τ and σ_{co}/σ_c are correlated, especially when there are few constrains at short time scales, i.e. for negative stress changes. Despite a close proximity of these five repeating sequences, all located in a square of 1 km^2 , a diversity of stress change and τ values is resolved. In particular, both negative and positive stress changes are experienced by these close-by asperities.

Coseismic Stress changes

The main characteristic of the stress distribution is its high variability (Figure 2.18). As noticed in Figure 2.17, even closely spaced asperities may have very different stress variations. Overall, computed (normalized) coseismic stress changes range from -2.1 to 0.8. This stress distribution is very sparse, as are the locations of the repeating sequences. However, we are able to resolve stress change with a good resolution. There is no significant trend in the coseismic normalized stress change with distance along strike or depth. There neither appears any correlation between the inferred coseismic stress changes and the coseismic slip inverted by *Custódio et al.* (2005), which is expected if small-scale heterogeneities rather than large-scale stress indeed control aftershock occurrences.

Postseismic Stress Changes

If only a coseismic stress change is assumed on each asperity, then according to a simple threshold model, the quasi periodicity of each repeating sequence should resume after the first post-M6 earthquake of each sequence. This is clearly not the

case for many repeating sequences (e.g. Figures 2.13 and 2.12). We rather identified an abundant earthquake activity on these repeating sequences following the M6. This may be attributed to the pronounced afterslip which is observed following the Parkfield, 2004 earthquake [Langbein *et al.*, 2006 ; Freed, 2007]. We computed the postseismic parameters A/σ_c and $\tau = 1/B$ from equation (2.4) for all sequences with at least 4 earthquakes in the post-M6 interval. Equation (2.5) was used instead of (2.4) for those sequences for which no \bar{T}_r could be estimated (e.g. less than 3 events before the M6 earthquake). Although the postseismic stress model could be fitted to a greater number repeating sequences than for the coseismic stress, the distribution remains sparse (Figure 2.19). The mean value of A/σ_c is 1.4 and its standard deviation is 0.8. The time constant of the postseismic process is distributed over a much wider range as it spans almost five order of magnitude (Figure 2.19), with a mean value of 2.8 days and a 95% confidence interval in [0.25 ; 33] days. The time constant τ can be interpreted as the time delay between the start of M6 rupture and the onset of the postseismic stress. There is thus a correlation between the total postseismic slip produced on an asperity in the long term and the value of τ for a constant value of A/σ_c . As computed values of A/σ_c are distributed in a narrow range compared to τ , the logarithm of the time constant is inversely proportional to the total post-seismic slip experienced by an asperity. A remarkable feature of the distribution τ is the strong variation observed along the fault plane (Figure 2.19). These variations are observed at small scales with amplitudes higher than those associated with uncertainties. It implies that the reloading process is far from being uniform over the whole fault. It is, however possible to distinguish a global increase of τ in the northwestern part of the fault and for the greatest depth. This is consistent with the afterslip distribution obtained using GPS (Freed, 2007), for which most of the afterslip was localized in two shallow patches : one immediately shallower than the mainshock to the southeast and the other one around 5 km depth at 15 km from the mainshock to the northwest.

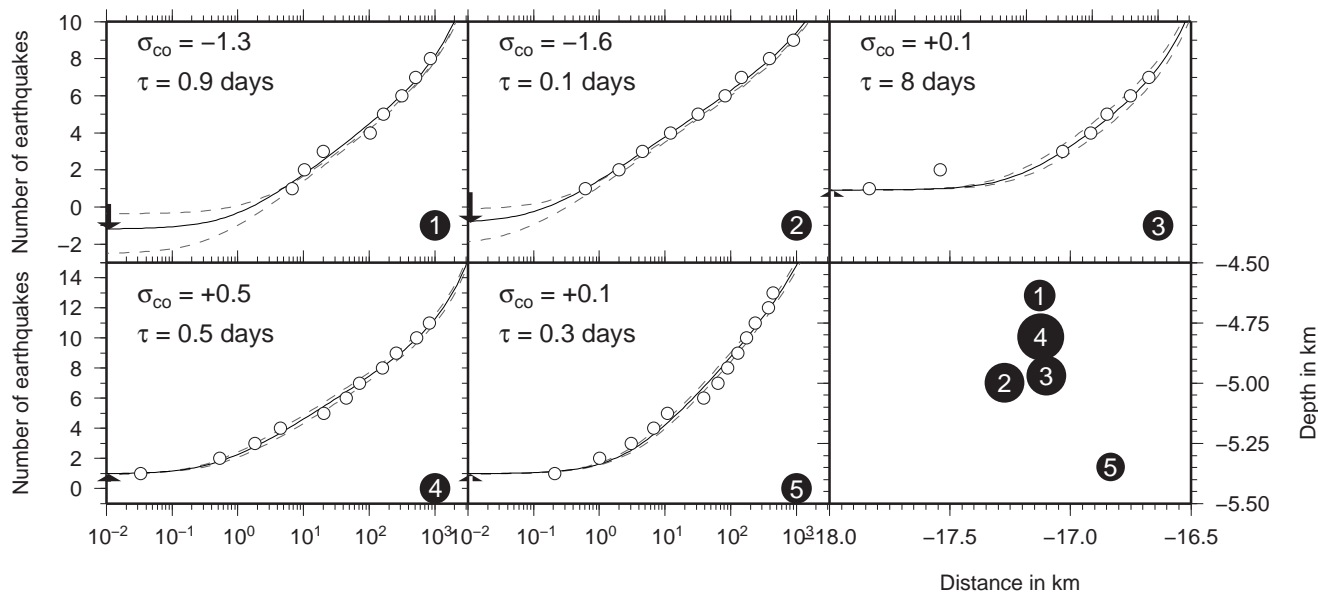


FIG. 2.17 – Evolution of the number of earthquakes for five repeating sequences as a function of time (in days) since the M6 earthquake (1-5). The normalized coseismic stress change, σ_{co} , and the time constant of the postseismic stress, τ , are indicated for each sequence. The black vertical arrow at the beginning of each repeating sequence shows the stress step experienced by the sequence. The curve in black shows the best model, and the two dashed curves are the 95% confidence interval. The bottom right figure is a cross-section showing the location of the five repeating sequences on the fault plane. The size of each circle is representative of the approximate asperity size.

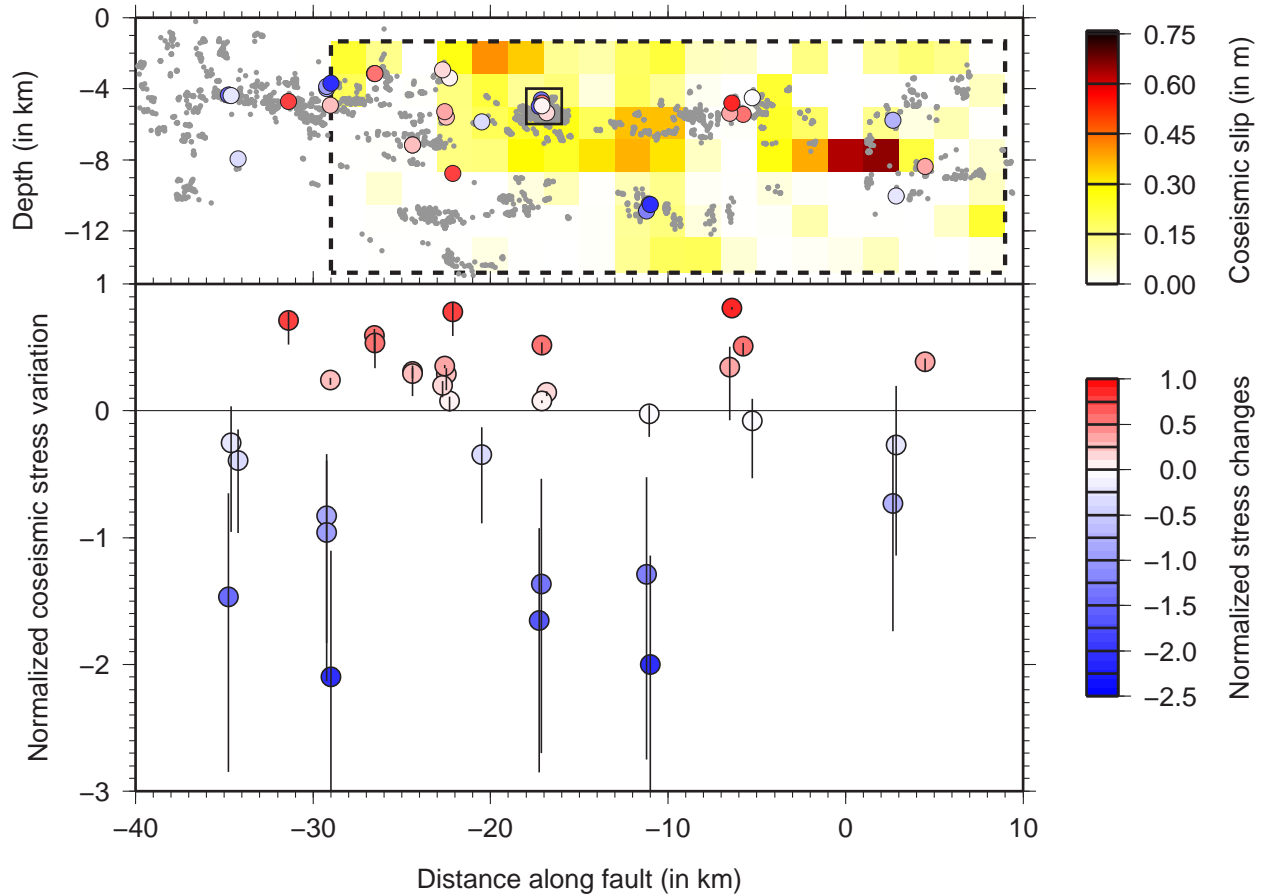


FIG. 2.18 – Normalized coseismic stress changes, function of position. Top graph : cross section of all repeating sequences for which a normalized coseismic stress changes was computed. Each circle represents a distinct repeating sequence with color referring to the normalized stress change amplitudes ; the circle radius is the same for all sequences. Some sequences are too close together to display them all. Grey dots are all relocated earthquakes. The coseismic slip distribution, enclosed in the dashed rectangle, obtained by *Custódio et al.* (2005) is also displayed. The small black box indicates the sequences shown in figure 2.17. Bottom graph : σ_{co}/σ_c function of the distance along fault. The error bars are estimate uncertainties.

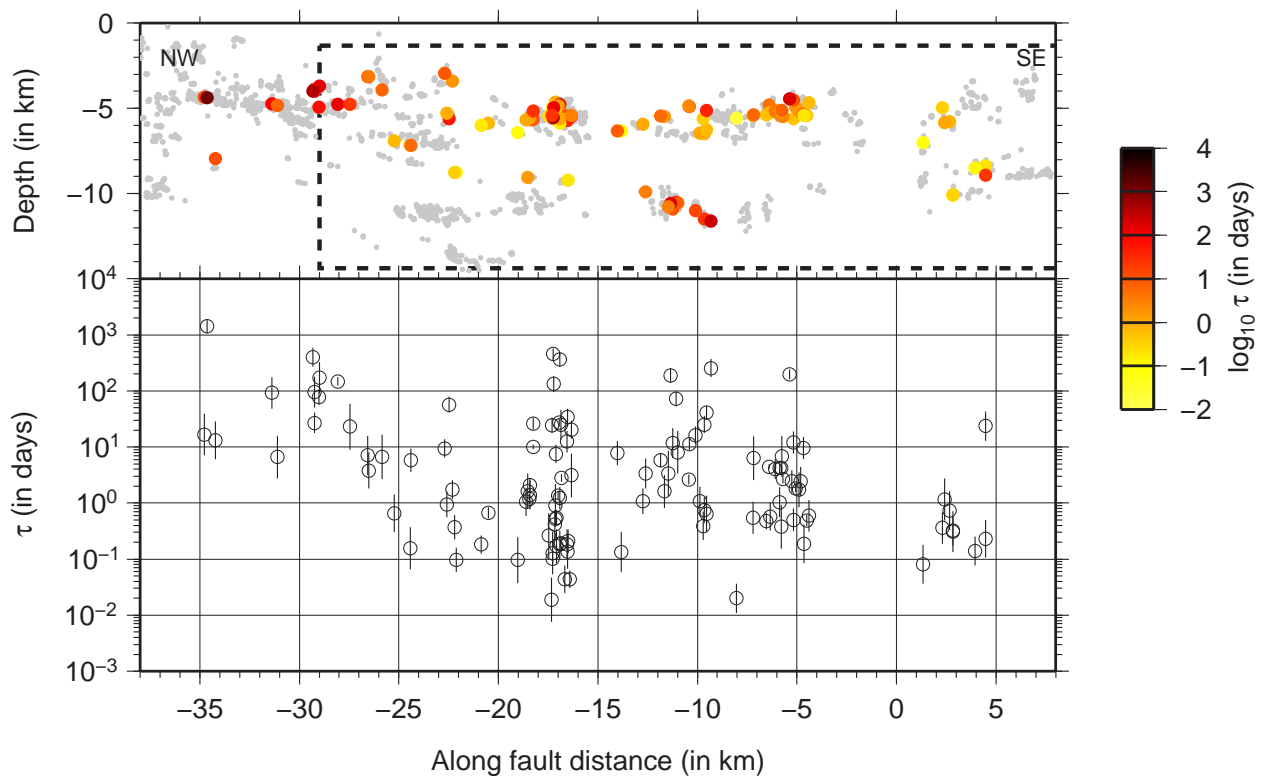


FIG. 2.19 – Same as Figure 2.18 but for the postseismic effect. The time constant of the postseismic effect (τ , in days) is computed for all repeating sequences with at least four earthquakes in the post-M6 interval.

Discussion

The limitations of our computed stress distribution must be discussed. First of all, because we used a threshold model, the inverted coseismic normalized stress, σ_{co}/σ_c , cannot exceed 1. This limits the extent of positive stress amplitude. Strong negative stress changes cannot be resolved either. This restriction is the consequence of our choice to use only sequences with at least four earthquakes in the post-M6 interval, and of the short duration of the post-M6 interval. Indeed, a strong negative coseismic stress change will cause an important delay of the first post-M6 earthquake occurrence time, which would prevent us to observe the required 4 earthquakes in the ~ 2.7 years following the 2004 mainshock. This restriction also applies to the determination of the highest values of the time constant τ . As a consequence, large positive and negative coseismic stresses cannot be resolved, and the estimation of the mean stress change is likely to be biased. It should therefore be emphasized that the computed stress changes are likely to be much smoother than the actual stress heterogeneity experienced on the fault plane.

Second, our coseismic stress inversion is very dependent on the occurrence times of early post-M6 earthquakes. Despite our detection procedure aimed at recovering short term earthquakes missed by the NCSN catalog, it is very possible that several earthquakes were not detected. This is particularly the case for the first 30 seconds following the Parkfield earthquake, when the recorded signal is saturated by the mainshock waveform and the coda. However, *Peng et al. (2006)* suggest that the earthquake rate following the Parkfield earthquake decays more slowly in the ~ 30 s - 130s interval than at later times. If a slow decay extends down to the rupture initiation, this would downweight the relative importance of possibly missed aftershocks. Our model could be modified to account for these missed earthquakes by allowing the coseismic stress to exceed 1, hence triggering more than just a single aftershock. This would not affect the post-seismic stress inversion.

Our stress distribution is conditioned by the location of asperities (i.e. repeating sequences) : stress changes are only resolved at some locations that represent a particular kind of frictional regime, different to the rest of the fault. The large area with the largest inverted coseismic slip is mostly devoid of repeating sequences. It is

possible that the stress field in this area might be smoother than the one obtained at the location of repeating sequences.

The spatial resolution of our stress distribution is much better than the one usually obtained when inverting the coseismic slip from geodetic or ground motion data. Slip inversions of the 2004, M=6 Parkfield earthquake, all revealed that the slip distribution (hence the stress distribution) is highly variable [*Custódio et al.*, 2005; *Johanson et al.*, 2006; *Langbein et al.*, 2006; *Liu et al.*, 2006; *Murray et Langbein*, 2006; *Custódio et Archuleta*, 2007; *Kim et Dreger*, 2008; *Ma et al.*, 2008] but are limited to long wavelength ($\sim 1\text{km}$). Our computed distribution of normalized coseismic stress changes, despite large uncertainties, highlights a significant heterogeneity at smaller scale. It is also possible that the stress variability extends over smaller scales than the asperity size where it was resolved (tens of meters).

While the global evolution of the seismicity following the M6 earthquake is well represented by a power law, Omori-Utsu decay (see Figure 2.7), as commonly observed for the majority of aftershock sequences it is only an average, large-scale evolution. Small-scale seismicity patterns can greatly differ from this overall evolution. Even if computed coseismic stress changes are obtained through a very simple model, and have large uncertainties, the observation of a great variety of small-scale patterns is robust. In particular, we clearly observed many cases (e.g. Figure 2.14) of decrease, or absence of seismicity following the M6 earthquake. Such decreases of seismicity, or quiescences, are rarely observed when investigated at larger scale [*Parsons*, 2002; *Marsan*, 2003; *Felzer et Brodsky*, 2005] : the average evolution is dominated by triggering mechanisms and thus leads to the observed Omori law, even in areas where the stress unloading is most common.

Finally, we can also speculate on the reasons which cause significant variations of τ at small scale. The initial slip speed is important in controlling the value of τ [*Marone et al.*, 1991; *Helmstetter and Shaw submitted manuscript 2008*]. As this initial slip speed depends on the heterogeneous coseismic slip, this can lead to a strong spatial variability of τ . Another explanation relies on the hypothesis that the normal stress on the fault is highly variable, which can be expected given the roughness of the fault plane.

Conclusion

We showed that the dynamics of repeating earthquake sequences during the interseismic stage is characterized by two distinct regimes : a short term triggering regime which accounts for a few percents of the total seismicity and a long term periodic recurrence. We used this periodicity to model the predicted behavior of earthquake asperities following the Parkfield, M6 earthquake. We clearly observed distinct evolutions of the repeating sequences in response to this perturbation. Albeit numerous sequences display an increase of activity decaying with time following the Parkfield event, some others have their activity shut down at the time of the mainshock. We used a simple model to translate these perturbations of the periodicity in terms of stress changes (both coseismic and postseismic). The result highlights a significant variability of the coseismic stress distribution and of the afterslip characteristic time over the fault plane, attesting for the heterogeneous nature of the coseismic rupture and of the creep rheology. We propose that the commonly observed Omori law, describing the aftershock evolution, is a large-scale average of smaller scale, highly variable, quasi-deterministic recurrence patterns.

Acknowledgments We thank Michel Bouchon and Jean-Robert Grasso for discussions. We thank Jean-Luc Got for help with the relocation code. Waveforms were obtained from the Northern California Earthquake Data Center (NCEDC), the Northern California Seismic Network, U.S. Geological Survey, Menlo Park and the Berkeley Seismological Laboratory, University of California, Berkeley for HRSN data. We acknowledge financial support from CNRS INSU program 3F. O.L. is supported by European Commission FP6 project VOLUME (Contract 18471). Most of the figures were generated with the Generic Mapping Tools (GMT) *Wessel et Smith* (1991).

Chapitre 3

Analyse de la variation de contrainte produite par le remplissage d'un réservoir magmatique

1 Présentation

On s'intéresse ici à suivre l'évolution de la contrainte à l'intérieur d'un édifice volcanique lorsque celui-ci est soumis à l'accumulation de magma en profondeur. Pour cela, on identifie sur trois volcans basaltiques (Kilauea et Mauna Loa à Hawaï et Piton de la Fournaise sur l'île de la Réunion) des périodes d'accumulation magma. Ces différentes périodes ont été mises en évidence par des informations gravimétriques, géochimiques ou géodésiques.

En sélectionnant la sismicité proche du réservoir magmatique en inflation, on s'aperçoit que celle-ci suit une évolution qui peut être très bien décrite par une accélération exponentielle. Dans le même temps la déformation enregistrée au sommet des volcans Kilauea et Mauna Loa semble évoluer en décélérant. On propose un modèle physique d'accumulation de magma dans un réservoir. Dans ce modèle, le réservoir magmatique en profondeur est alimenté par une source de magma dont la pression est supposé constante. L'accumulation de magma dans le réservoir provoque alors une diminution de la quantité de magma qui entre à l'intérieur de celui-ci. En supposant le milieu parfaitement élastique, la variation de contrainte produite à la surface

de la chambre magmatique évolue avec la même dynamique partout dans l'édifice volcanique. On en déduit alors la forme de l'évolution de la déformation verticale enregistrée en surface d'après un tel modèle, qui suit $\sim (1 - \exp(-t/\tau))$, où τ est la constante de temps du phénomène. Les données de déformation indiquent une bonne adéquation avec le modèle proposé.

Un modèle de fracturation, est ensuite utilisé pour relier la contrainte à la sismicité. Ce modèle est souvent employé pour décrire la rupture de matériaux très hétérogènes. Une analogie est donc faite entre la partie sommitale du volcan et un système complexe dont la fracturation est marquée par un seuil critique.

En appliquant l'évolution de contrainte, déduite du modèle d'accumulation de magma, au modèle de fracturation, on montre alors que l'évolution de la sismicité suit une loi exponentielle, comme nous l'avons observé.

On propose ainsi de caractériser les phases d'accumulation de magma pour les volcans basaltiques à partir de l'évolution des deux observables : sismicité et déformation. Enfin, même si l'évolution de la sismicité telle que décrite par notre modèle ne permet pas de définir le temps auquel se produira une future éruption, la connaissance de l'état de contrainte à l'intérieur du volcan devrait permettre une meilleure évaluation des phénomènes à venir.

Seismicity and Deformation Induced by Magma Accumulation at Three Basaltic Volcanoes

O. Lengliné, D. Marsan and J.-L. Got

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, CNRS, Université de Savoie, Le Bourget du Lac, France

Virginie Pinel

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, CNRS, Université de Savoie, Institut de Recherche pour le Développement, IRD : UR157, Le Bourget du Lac, France

V. Ferrazzini

Observatoire Volcanologique du Piton de la Fournaise, Institut de Physique du Globe de Paris, La Réunion, France

P. G. Okubo

U.S. Geological Survey, Hawaiian Volcano Observatory, Hawaii National Park, Hawaii, USA

Abstract We analyzed the evolution of volcano-tectonic (VT) seismicity and deformation at three basaltic volcanoes (Kilauea, Mauna Loa, Piton de la Fournaise) during phases of magma accumulation. We observed that the VT earthquake activity displays an accelerating evolution at the three studied volcanoes during the time of magma accumulation. At the same times, deformation rates recorded at the summit of Kilauea and Mauna Loa volcano were not accelerating, but rather tend to decay. To interpret these observations, we propose a physical model describing the evolution of pressure produced by the accumulation of magma into a reservoir. This variation of pressure is then used to force a simple model of damage, where damage episodes are equivalent to earthquakes. This model leads to an exponential increase of the VT activity and to an exponential decay of the deformation rate during accumulation phases. Seismicity and deformation data are well fitted by such an exponential model. The time constant, deduced from the exponential increase of the seismicity, is in agreement with the time constant predicted by the model of magma accumulation. This VT activity can thus be a direct indication of the accu-

mulation of magma at depth, and therefore can be seen as a long-term precursory phenomenon, at least for the three studied basaltic volcanoes. Unfortunately, it does not allow the prediction of the onset of future eruptions, as no diverging point (i.e., critical time) is present in the model.

Introduction

Active volcanoes host abundant earthquake activity. In particular, volcano-tectonic (VT) earthquakes are shear failure events and can be used as indicators of the stress state of the volcano (*McNutt, 1996*). Here, we use VT seismicity occurring over long time-scales (years) to extract information about magma accumulation in a reservoir at depth. Accumulation of magma in a reservoir produces an increase of pressure in the volcanic edifice above it. The rate of shear failures, that reflects the level of stress in the edifice, increases as this stress level grows with time. Our goal is here (1) to detect and characterize this seismic trend : which volume is affected, and the shape of the seismicity acceleration ; and (2) to study how the magmatic forcing controls the rate of VT seismicity.

We analyze three effusive volcanoes : Kilauea and Mauna Loa in Hawaii and Piton de la Fournaise in La Réunion. These volcanoes have all experienced recent eruptions and are well instrumented. We consider time periods when significant magma accumulation is known to have occurred at these volcanoes : From September 1977 to January 1983 at Kilauea volcano, the 1975-1984 inter-eruptive period at Mauna Loa volcano and the 1.2 years preceding the 1998 eruption of Piton de la Fournaise volcano.

We analyzed the evolution of VT seismicity during these three periods. Previous works that focused on pre-eruptive seismicity rates over short time scales (a few days) reported that VT earthquake activity follows a power-law acceleration [*Voight, 1988 ; Kilburn et Voight, 1998 ; De la Cruz-Reyna et Reyes-Dávila, 2001 ; Chastin et Main, 2003 ; Collombet et al., 2003*]. Albeit the power-law model appears to correctly follows the evolution of seismicity, an exponential acceleration is at least as good to reproduce the cumulative number of earthquakes during the three studied inflationary phases. Such an exponential acceleration can be explained by a

model accounting for the accumulation of magma into a reservoir. This model predicts the stress history produced by the replenishment of a magma reservoir, as $\sigma(t) \sim A(1 - \exp(-Bt))$. A simple critical failure model is finally proposed to relate the stress evolution to the VT earthquake rate.

Magma Accumulation Periods

In this section we present evidence for long periods of magma accumulation at depth for the three volcanoes, in order to select suitable time windows for analyzing the VT seismicity trend. During accumulation periods, magma is continuously injected into a reservoir, while the magma release from the reservoir is by comparison negligible.

At Kilauea volcano, evidence for magma accumulation exists for the period preceding the January 1983 eruption. Following the 1975 Kalapana, M=7.2 earthquake, a high rate of magma intrusion ($0.18 \text{ km}^3 \cdot \text{yr}^{-1}$) is estimated (*Cayol et al.*, 2000) based on deformation measurements. Because the eruption rate during this time period is negligible ($0.006 \text{ km}^3 \cdot \text{yr}^{-1}$, *Dzurisin et al.* (1984)) compared to the intrusion rate, magma must have been stored below the volcano. The depth of the summit magma reservoir is estimated (although poorly constrained) at 3 to 5 km depth [*Tilling et Dvorak*, 1993 ; *Wallace et Delaney*, 1995]. Magma storage can also take place in the rift zones [*Delaney et al.*, 1990 ; *Cayol et al.*, 2000]. Magma rift storage is promoted, following the Kalapana earthquake, by normal faulting in the upper south flank (*Gillard et al.*, 1996). As the Uwekahuna tiltmeter at the summit of Kilauea volcano began to show inflation following the September 1977 eruption (*Delaney et al.*, 1990), it is hypothesized that magma began accumulating under Kilauea caldera since this date (*Dzurisin et al.*, 1980). We thus define the accumulation period at Kilauea summit between the end of the September 1977 eruption and the beginning of the 1983 eruption.

The two most recent eruptions at Mauna Loa volcano took place in 1975 and 1984. Following the 1975 eruption, measurements of trilateration lines across the summit caldera showed extension (*Lockwood et al.*, 1987). Dry-tilt measurements at the summit indicated rapid inflation just after the 1975 eruption, later becoming moderate

but still continuing up to the 1984 eruption (*Lockwood et al.*, 1987). An elastic model with a point source located at 3 km depth and with a total swelling volume of $22 \pm 6 \times 10^6 m^3$ was used to fit the deformation data recorded between 1977 and 1981. It was found to be in good agreement with observations (*Decker et al.*, 1983). The homogeneous composition of the erupted magma during the 1984 eruption led *Rhodes* (1988) to propose that a reservoir located 3-4 km deep beneath the summit caldera has been continuously replenished in magma between the 1975 and the 1984 eruption.

Significant magma accumulation is thought to have occurred at Piton de la Fournaise volcano preceding the March 1998 eruption. The 1998 eruption was the first to occur after six years of quiescence following the 1992 eruption. This quiescence is relatively long compared to the average 11-month inter-eruption interval between 1920 and 1992 (*Lahaie et Grasso*, 1998). The estimated volume of magma release during the 1998 eruption is about $60 \times 10^6 m^3$ (*Aki et Ferrazzini*, 2000). This volume of magma, or at least a significant part, might have been stored at depth prior to the eruption. This is suggested by the increase of the coda amplitude for summit stations after 1996 which was interpreted as resulting from the filling of reservoirs by ascending magma (*Aki et Ferrazzini*, 2000). However no significant deformation was detected by spaceborne radar interferometry in the two years preceding the 1998 eruption (*Sigmundsson et al.*, 1999). Two microgravity field surveys (November 1997 and March 1998) encompassing the 1998 eruption revealed that a $5.4 \times 10^{10} kg$ mass increase occurred during this interval (*Bonvalot et al.*, 2008). The collected gravity data were best modeled when considering a source of mass increase at sea level. The discrepancy between the absence of surface deformation and the accumulation of magma at depth is suggested by *Bonvalot et al.* (2008) to result from magma compressibility. The beginning of the accumulation period is difficult to date. We propose that the accumulation may have started on November 26, 1996 after the occurrence of a swarm of earthquakes located at sea level beneath the central cone, the first seismic crisis since August 1992 (*Aki et Ferrazzini*, 2000). We exclude from our analysis the last 35 hours preceding the eruption, when earthquakes are caused by the dike propagation to the surface (*Battaglia et al.*, 2005). We defined a time window corresponding to a magma-accumulation induced stress extending from No-

vember 26, 1996 to March 7, 1998.

Data

Earthquake Catalogues

We analyzed earthquake datasets corresponding to the selected time periods, as described in the previous section. For Kilauea and Mauna Loa volcanoes we used the Hawaiian Volcano Observatory (HVO) earthquake catalogue. This catalogue contains all earthquakes recorded by the HVO seismic network during the 1970-2003 period. This network is specifically designed to record earthquakes related to volcanic processes. The local magnitude for each earthquake in the catalogue is reported. The average location accuracy for shallow earthquakes (≤ 4 km) occurring near the summit is 500 m in both horizontal and vertical directions. At Piton de la Fournaise volcano we used a catalogue compiled by the Observatoire Volcanologique du Piton de la Fournaise (OVPF). The seismic moment of each earthquake in the period 1996-1999 has been estimated. We computed magnitudes based on moments reported in the earthquake catalogue. We use the relation $\log M_0 = 16.1 + 1.5 m$ to convert moment (M_0) into magnitude (m) (*Hanks et Kanamori, 1979*). Two different classes of earthquakes are reported : summit earthquakes and those that fall outside the summit area. Recorded earthquakes are labeled as summit events if they are located in a $2 km \times 2 km$ area below the summit down to 6 km depth.

We can draw a link between Hawaii's magnitude and Piton de la Fournaise's magnitude. We first convert magnitude into moment in Hawaii by using the relation obtained by *Zúñiga et al. (1988)* : $\log M_0 = 16.6 + 1.1M$, where M is the local magnitude computed in Hawaii. If we use the same relation for converting moment into moment-magnitude as done for Piton de la Fournaise, we find that $1.5 \times m = 0.5 + 1.1 \times M$, where m is the magnitude reported for Piton de la Fournaise and M is the magnitude reported in Hawaii. Thus an event with a magnitude 2 at Piton de la Fournaise volcano will have a magnitude 2.3 in Hawaii. However there is no real need in our study to have a unique magnitude scale for all volcanoes as each volcano is studied

separately.

Spatial Selection of Earthquakes

We selected VT earthquakes located in zones that are most likely to be influenced by the magma accumulation-induced stress. VT earthquakes generated by magma intrusions are not necessarily generated at the front of the propagating magma body, but are mostly localized in areas of high stress concentration [*Rubin et al.*, 1998; *Rubin et Gillard*, 1998]. Local stress concentrations can be produced in volcanoes by structural heterogeneities (solidified dikes, sills). Earthquakes induced by reservoir inflation can be expected to mostly occur in these heterogeneous areas. Hence, changes in earthquake rate, in areas under the influence of the chamber inflation, directly reflect this increase in stress.

At Kilauea volcano, we focused on seismicity happening in the summit area. Figure 3.1 shows the recorded seismicity at the summit for the analyzed time period. Seismicity is strongly clustered in the upper rift zones at about 3 km depth. We removed deep earthquakes ($z > 4$ km). These earthquakes are few during the analyzed time period and could have resulted from the stress generated by slip on a décollement plane located at 10 km depth (*Klein et al.*, 1987). Focal mechanisms, for earthquakes occurring between 1980 and 1982 around the summit of Kilauea volcano, give clues about the local stress field. Earthquakes located within ~ 3 km of the caldera are expected to reflect the local stress field produced by the inflation of the summit magma reservoir (*Karpin et Thurber*, 1987). On the contrary, dike orientations, inferred for intrusions located 1 to 2 km further downrift, are parallel to the rift zone, and are therefore not controlled by the main magma reservoir (*Karpin et Thurber*, 1987). As a consequence we only considered earthquakes in the domain mostly influenced by the stress field originating from the chamber inflation, i.e., that are less than ~ 3 km of the caldera.

Almost all the seismicity for the analyzed time period at Mauna Loa volcano was located in two different clusters (Figure 3.2). A first group of shallow earthquakes (< 4 km deep) is located beneath the summit and in the upper southwest rift zone. A second group of earthquakes is found at intermediate (5-9 km) depth underneath

the northwest flank. Almost all earthquakes of this deeper cluster occurred during a swarm in September 1983. A relocation study performed by *Baher et al.* (2003) on Mauna Loa earthquakes between April 1983 and April 1984 found that the relocated northwest seismicity cluster collapses onto a low dip angle fault plane at an average depth of 8 km. *Baher et al.* (2003) interpreted the structure as a failed rift zone and proposed that these earthquake's focal mechanisms are mostly controlled by the regional stress field (see also *Gillard et al.* (1992)). These earthquakes are thus related to an east-west extension that might be attributed to the edifice seaward motion on a basal plane. Given its tectonic origin, this northwest cluster is therefore not integrated in our study as its evolution is not directly linked to changes in reservoir pressure. In contrast, the shallow earthquakes are expected to occur in brittle rocks capping a magma storage reservoir (*Lockwood et al.*, 1987). As there were no intrusions nor eruptions in the selected time period, these shallow earthquakes can be interpreted as resulting from an inflating reservoir.

On Piton de la Fournaise volcano, almost all seismicity is located in a $2 \times 2 \times 3 \text{ km}^3$ volume beneath the central cone, at least since 1980 when seismic monitoring started on the island and up to 1992 (*Grasso et Bachelery*, 1995). Earthquakes for the 1996-1998 period are also located in this same area (*Battaglia et al.*, 2005), except in the last 35 hours immediately preceding the March 1998 eruption, and are thus strongly clustered in space. In the analyzed time period, more than 98% of the total seismic moment release is due to summit earthquakes. The relative absence of deep seismicity is interpreted as the result of an underdeveloped rift zone and the simplicity of the magma path (*Aki et Ferrazzini*, 2001). Conversely, stress concentration at sea level beneath the summit area resulting from fossil dikes is thought to be responsible for the observed clustered seismicity (*Aki et Ferrazzini*, 2001). This further suggests that the stress generated by a pressure source in the volcanic edifice will be locally high in this area, causing earthquakes to nucleate. Variations in the rate of summit earthquakes should thus correlate with stress variations in the edifice. As no eruption nor intrusion is reported in the analyzed time period, the source of stress is likely to be a pressurization of the magmatic reservoir.

Completeness

We must make sure that there exists no significant changes in the magnitude of completeness during the study period, as this could lead to artificial changes in the seismicity rate. We compute the magnitude of completeness m_c based on the Gutenberg-Richter relation and a detection function $q(m)$ that gives the probability that an earthquake of magnitude m is effectively detected (*Marsan et Daniel, 2007*). The number of detected earthquakes $n(m)$ with magnitude in the range $[m, m + \delta m]$, is modeled as $n(m) \sim 10^{-bm} \cdot q(m)$. We here take $q(m) = \frac{1}{2\sigma} \int_{-\infty}^m e^{-|m' - \mu|/\sigma} dm'$ as it empirically gives a better fit than other standard detection functions. Inversion of parameters b , μ and σ is done by a maximum likelihood search. The magnitude of completeness m_c is defined as $m_c = \mu + \sigma$ and corresponds to a 82% probability of detection. We applied this procedure to the three volcanoes.

No change in the magnitude of completeness is observed at Kilauea volcano (Figure 3.3) between the two time periods 1977-1980 and 1981-1983. We found $m_c = 2.2$.

We performed the same estimation for the selected earthquakes at Mauna-Loa volcano. However, as there are fewer events (246 events for the 1976-1984 period), the variation of m_c is investigated by considering either the whole time period or the final year preceding the 1984 eruption. For the 1976-1984 time period, we find $m_c = 2.3$. We reduced the number of magnitude bins for the estimation of m_c in 1983-1984, taking $\delta m = 0.2$, to obtain $m_c = 2.3$ (Figure 3.3). We thus did not detect any changes in the magnitude of completeness in the catalogue for Mauna-Loa earthquakes.

For Piton de la Fournaise, computation of the magnitude of completeness is done for both the whole analyzed time period and for the last four months before the 1998 eruption (half of the total number of earthquakes). The estimated magnitude of completeness, m_c , is 0.4 and 0.3 for the whole and the subset analyzed time period respectively, see Figure 3.3. We thus considered that the magnitude of completeness for summit earthquakes at Piton de la Fournaise is $m_c = 0.4$. We summarize our earthquake selection criteria for the three volcanoes in Table 3.1.

We cannot ensure that earthquakes above the magnitude of completeness are representative of the whole earthquake population. However there is no way we

TAB. 3.1 – Summary of the criteria used for earthquake selection at the three volcanoes.

Volcano	Time period	Earthquake location	m_c
Kilauea	12/10/1977 - 03/01/1983	Shallow (<4 km deep) close to the caldera	2.2
Mauna Loa	07/07/1975 - 25/03/1984	Shallow (<4 km deep)	2.3
Piton de la Fournaise	26/11/1996 - 07/03/1998	Summit earthquakes (<6 km deep)	0.4

could know whether small earthquakes (with magnitude less than the completeness magnitude) show an exponentially-increasing rate or not, since not all of them are recorded, by definition. Moreover, small earthquakes, above m_c , do follow the same trends as larger ones : the opposite would imply a significant change in the b-value of the Gutenberg-Richter law with time. There is no indication of such a phenomenon : on the contrary, the b-value seems very stable through time for all three volcanoes, see Figure 3.3. Finally, a significant change in the relative rate of earthquakes smaller than m_c would translate into a significant change in the detection function $q(m)$. Our analysis does not show this (see Figure 3.3). We therefore believe that the relative proportion of small earthquakes stays constant with time, and that the observed trends are representative of the trends at all magnitude bins.

Observations

The evolution of the cumulative number of earthquakes above the magnitude of completeness for the three volcanoes is represented at Kilauea (Figure 3.4, left), at Mauna Loa (Figure 3.5, left) and at Piton de la Fournaise volcano (Figure 3.6). We observe a clear acceleration of the cumulative number of earthquakes with time. We also show the variation of tilt at the Uwekahuna site for the whole time period of the Kilauea dataset (Figure 3.4, right). The station is situated on the rim of the Kilauea caldera (Figure 3.1). The plot starts on the 12th of October 1977, when tremor from the September 1977 eruption ceased, and stops on the 3th of January 1983 at the onset of the 1983 eruption. At Mauna Loa volcano, dry-tilt data measurements were

conducted during the inter-eruptive period 1975-1984 (*Lockwood et al.*, 1987). These data are reported (Figure 3.5, right) as well as measurement locations (Figure 3.2). We observe, that the acceleration of seismicity occurred while deformation rates at the same time were not increasing (they rather tend to decay). We will search for a physical model to explain the long-term variation of both the seismicity and the deformation which exhibit opposite patterns (Figure 3.4, and especially Figure 3.5).

It should be noted that, while intrusions and eruptions occurred at Kilauea in the investigated time period, none of them stopped the acceleration of the seismicity. Indeed, the acceleration trend resumed following each of these magmatic events. This can be explained at Kilauea by the very small lava volume produced by these eruptions (the maximum lava release is occurred during the September 1982 eruption and estimated to 0.003 km^3) compared to the filling rate estimated at $0.18 \text{ km}^3.\text{yr}^{-1}$ during this time period (*Cayol et al.*, 2000). In contrast, after the January 1983 eruption, the summit seismicity dropped drastically as only 113 earthquakes, with $m \geq 2.2$, were recorded in the selected area in the 10 years following the eruption.

Model

A physical model explaining the observed patterns of the pre-eruptive seismicity rate and deformation should relate the stress history of the volcano during its pre-eruptive stage and the induced seismicity. It therefore needs two components :

1. A first component describing the evolution of stress, in a volcanic edifice, caused by the replenishment of a magmatic reservoir. This model assumes a magmatic chamber surrounded by a purely elastic medium and a constant magma source overpressure.
2. A seismicity model which links the stress history to a VT earthquake rate. Our approach is equivalent to a damage model in a heterogeneous medium, and is based on a critical point hypothesis.

Our aim is to model the observed variations with a minimum number of parameters. Many volcanic phenomena, possibly leading to earthquake nucleation, are disregarded in this study. These include gas pressure increase produced by magma cooling,

heating of groundwater, tectonic or dynamic strain. However, the magma accumulation process is the only common phenomenon identified at the three studied volcanoes for the whole analyzed time periods. We therefore consider it as being the only source of stress variation in the edifice.

A Model of Magma-Induced Stress

Our model is based on the inflation of a spherical magma reservoir at depth H_r and of radius a_r fed by a conduit of length H_c and radius a_c (Figure 3.7). The ascent of magma in a cylindrical conduit, in laminar flow conditions is described by the Poiseuille law, which gives the mass flux Q at height z as :

$$Q = \frac{\pi a_c^4}{8\mu} \left[-\frac{dP}{dz} - \rho_m g \right] \quad (3.1)$$

where dP/dz is the vertical pressure gradient, μ is the magma viscosity and ρ_m the magma density. We assume the magma viscosity and density to be constant over all the conduit. The different pressure sources acting on the magma in the pipe are :

1. the source pressure P_s corresponding to the pressure at the bottom of the pipe, which is considered as constant. This pressure is the sum of the lithostatic pressure P_{litho} at the source depth z_s and an overpressure ΔP_s :

$$P_s = P_{litho}(z_s) + \Delta P_s \quad (3.2)$$

2. the reservoir pressure $P_r(t)$ corresponding to the pressure at the top of the pipe which increases as the reservoir is fed from the source. It is the sum of the lithostatic pressure at the reservoir depth z_r and an overpressure $\Delta P_r(t)$:

$$P_r(t) = P_{litho}(z_r) + \Delta P_r(t) \quad (3.3)$$

In the following we will consider that

$$\Delta P_r(t) = \Delta P_r^0 + \Delta P(t) \quad (3.4)$$

where ΔP_r^0 is the initial overpressure at the beginning of the accumulation and $\Delta P(t=0) = 0$.

Accounting for these different sources of pressure and setting ρ_r as the density of rocks surrounding the magma chamber, it follows that

$$Q(t) = \frac{\pi a_c^4}{8\mu H_c} [\Delta P_s - \Delta P_r(t) + (\rho_r - \rho_m)gH_c] \quad (3.5)$$

(*Pinel et Jaupart, 2003*). We link the volume of injected magma $\Delta V_{in}(t)$ into the reservoir with its overpressure variation $\Delta P(t)$ through the expression (*Delaney et McTigue, 1994*)

$$\Delta V_{in}(t) = \Delta P(t) \frac{\pi a_r^3}{G}, \quad (3.6)$$

where G is the rigidity modulus. We further assume that no magma leaves the chamber during the accumulation period. This assumption is valid for all three volcanoes, and even for Kilauea volcano where the erupted volume is insignificant compared to the filled volume during the analyzed period. It then follows from (3.5) and (3.6) that

$$\frac{d\Delta P(t)}{dt} = \frac{Ga_c^4}{8\mu H_c a_r^3} (P - \Delta P(t)) \quad (3.7)$$

where P is a constant term with $P = \Delta P_s - \Delta P_r^0 + (\rho_r - \rho_m)gH_c$. This is a simple differential equation, which solution is given by

$$\Delta P(t) = P \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right). \quad (3.8)$$

where

$$\tau = \frac{8\mu H_c a_r^3}{Ga_c^4}. \quad (3.9)$$

is a characteristic time. As the magmatic stress-induced seismicity is strongly clustered in space at the three volcanoes for the analyzed time periods and did not show any migration, it is reasonable to consider that the variation of pressure at the seismicity location will be proportional to (3.8). As $\Delta P(t)$ can be expressed as a function of the maximum vertical uplift $u_z^{max}(t)$ (i.e. the vertical uplift at the inflation center) with

$$\Delta P(t) = \frac{GH_r^2}{a_r^3(1-\nu)} u_z^{max}(t), \quad (3.10)$$

where ν is the Poisson's ratio, one can obtain the evolution of $u_z^{max}(t)$ from (3.8) and (3.10) :

$$u_z^{max}(t) = \frac{(1-\nu)a_r^3}{GH_r^2} P \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right). \quad (3.11)$$

This gives the evolution of the vertical uplift at the top of the magmatic reservoir, i.e., where it is maximum. The evolution of $u_z(t)$ at different locations around the reservoir is recovered by

$$u_z(t, r) = u_z^{max}(t)[1 + (r/H_r)^2]^{-3/2}, \quad (3.12)$$

where r is the horizontal distance between the observation point and the inflation center. The uplift $u_z(t, r)$ will thus evolve with the same characteristic time τ as $u_z^{max}(t)$, in a purely elastic medium.

Our model does not account for magma compressibility. As proposed by *Johnson* (1992), magma compressibility may accommodate the volume of newly added magma. We hypothesize that the variation of pressure during the magma accumulation phase is small, compared to the total pressure in the reservoir. This is likely to be the case as the lithostatic stress at reservoir depths for the three studied volcanoes is of the order of 100 MPa. Conversely the order of magnitude of overpressure detected before eruptions at Piton de la Fournaise volcanoes is close to 1 MPa (*Brenguier et al.*, 2008). By applying the results of *Johnson* (1992) and *Johnson et al.* (2000) we find that the effect of compressibility is to change the timescale of τ but the evolution of stress will remain similar to (3.8). Thus, at Piton de la Fournaise volcano, where compressibility is thought to have played a role in the pre-1998 eruption, the stress history will remain similar to the other volcanoes.

The variation in tilt at Kilauea volcano is fitted with an exponential model following the form of (3.11). The fit is not performed over the whole time period, as this would include deflation events that occurred late in this time period. We only considered measurements that reflect the inflation of the edifice, and that are not affected by deflation or inflation caused by a localized batch of magma. Indeed, local deformations, close to the tiltmeter site, can produce strong amplitude signals but are not necessarily related to a strong change of pressure in the reservoir. We thus only take into account measurements taken before the first intrusion that occurred after the 1977 eruption (i.e., the 29th, May 1979 intrusion event (*Klein et al.*, 1987)).

The evolution of the tilt data is well described by (3.11), see Figure 3.8. The time constant τ is equal to $1.13 \text{ yr} \pm 0.05 \text{ yr}$ at the 95% confidence level, and $R^2 = 0.98$.

Although the time resolution of tilt data at Mauna Loa volcano is not as good as for Kilauea volcano, a slowing down of the tilt increase is observed during the inter-eruptive period (Figure 3.5, right). Relative tilt time series are modeled with (3.11) but we impose the time constant τ to be the same at the three tiltmeter sites. The least square estimates is $\tau = 7.3 \text{ yr}$ with a $[5.1 - 12.8]$ years 95% confidence interval. This time constant is not well constrained as there are only a few data points at early times.

Evidence for the $a(1 - \exp(-bt))$ growth of the vertical displacement due to the filling of a magmatic reservoir can also be found in examples of the cycles of inflation-deflation episodes after the beginning of the 1983 eruption in the middle east rift zone, in 1983. *Dvorak et Okamura* (1987) found that vertical displacements at the surface during inflationary stages match an evolution similar to (3.11). One can also consider the case of the Grimsvötn volcano, Iceland : Following the 1998 eruption, vertical displacement appears to follow the same exponential trend (*Sturkell et al.*, 2003). Another example of an exponentially decaying vertical displacement rate is also suggested for Westdahl volcano, Alaska (*Lu et al.*, 2003). The inflation at Westdahl volcano was modeled by an exponential function with a time constant of about 6 years (*Lu et al.*, 2003). A last example is provided from recorded vertical displacements at Kilauea volcano during a volcanic crisis in 1996. Cycles of inflation of the order of $10 \mu\text{m}$ recorded on a time-scale of 1 to 3 minutes were followed by rapid deflations (*Ohminato et al.*, 1998). The evolution of the vertical displacement during inflationary stages is thought to result from magma accumulation into a sub-horizontal crack and displays an evolution similar to (3.11) (*Ohminato et al.*, 1998). As the vertical displacement observed during inflationary stages obeys (3.11), at least to the first order, it is reasonable to suppose that the change in pressure in the rock surrounding the magmatic reservoir will follow (3.8).

Relating Stress and VT Earthquakes

The analyzed seismicity at Kilauea and Mauna Loa occurs primarily along the upper rift zones. These areas are very heterogeneous as solidified dikes, veins and joints are present. At Piton de la Fournaise, the summit area of the volcano is envisioned as a network of dikes and sills (*Lénat et Bachèlery, 1990*). These heterogeneities create stress concentrations, thought to be responsible for the observed clustering of earthquakes. *Hill (1977)* proposed that stress concentrations are produced in the intervals between adjacent dikes. In *Hill's* model, VT earthquakes occur on oblique faults linking two dikes. We here postulate that stress concentrations, in the damaged areas, induce shear failure earthquakes wherever the shear stress is greater than the normal stress.

The complex summit structure of Piton de la Fournaise and power-law distributions characterizing many phenomena related to this volcano, has led *Grasso et Bachèlery (1995)* to conclude that the dynamics of the volcano is governed by self-organized criticality. The complexity of this dynamics is well recovered by a cellular automaton model characterized by a critical pressure (*Lahaie et Grasso, 1998*). We interpret summit and near summit seismicity at the three studied volcanoes as the result of brittle failure in a disordered medium. The global breakdown of the system is represented by a first order transition of the shallow part of the edifice and is symbolized by an eruption. Studies of critical ruptures in heterogeneous media reveal that the evolution of cumulative damage D , prior to the global failure, with the controlling stress σ , exhibits a relation of the form [*Garcimartin et al., 1997; Zapperi et al., 1997; Johansen et Sornette, 2000*].

$$D = A + B(\sigma_c - \sigma)^{-\gamma}, \quad (3.13)$$

where σ_c is the critical stress and $\gamma \in [0; 1]$, is the critical exponent. We simply interpret the cumulative damage, D , as the cumulative number of earthquakes. A uniformly increasing stress $d\sigma/dt = \text{constant}$ produces a power-law acceleration near the critical point as stated by (3.13). The acceleration takes a different form if the forcing stress follows the evolution of pressure as found in (3.8) :

$$D(t) = A + B \left[\sigma_c - P_0 - P \left(1 - \exp \left(\frac{-t}{\tau} \right) \right) \right]^{-\gamma}, \quad (3.14)$$

where $P_0 = P_{litho}(z_r) + \Delta P_r^0$ is the initial stress of the system. An eruption will occur if the shallow part of the volcanic edifice ruptures, i.e. when the critical stress is reached. Thus, an eruption happens if $P + P_0 > \sigma_c$. If the asymptotic final stress of the system, $P + P_0$, is assimilated to the critical stress σ_c , (3.14) then becomes

$$D(t) = A + B' \exp\left(\frac{\gamma t}{\tau}\right), \quad (3.15)$$

i.e., we obtain an exponential acceleration of the seismicity. If $P + P_0 > \sigma_c$, a deviation from the pure exponential form will appear. In this case the full form of the stress evolution (3.14) should be used to quantify the evolution of seismicity. However this deviation from the exponential form will remain low if $(\sigma_c - P_0 - P)/P$ or t/τ is low.

Discussion

We presented a coherent model to link the stress history with deformation and seismicity for a basaltic volcano undergoing a magma replenishment phase. We now compare how accurately this model is able to recover the observed seismicity and deformation trends.

For each earthquake time series (Figures 3.4-3.6), an exponential and a power-law fit are performed. The fits are done by minimizing a least-square criterion. The power-law fit is performed as a reference fit. It is generally reported as a good phenomenological model for earthquake rates in pre-eruptive phases [Voight, 1988; Kilburn et Voight, 1998; Chastin et Main, 2003; Collombet et al., 2003]. Denoting $N(t)$ the cumulative number of earthquakes at a time t following the beginning of magma accumulation, the two fits are performed using three parameters a , b and c : $N(t) = a \times \exp(b \times t) + c$ and $N(t) = a \times (t_e - t)^b + c$, where t_e is the time of eruption, with all time in years.

Both the power-law and the exponential model appear to match remarkably well the evolution of the seismicity for all three volcanoes. The goodness of fits are evaluated with the coefficient of determination, R^2 , which is derived from the maximum

TAB. 3.2 – Parameters deduced from fits of an exponential and a power-law model on seismicity data. Pdf refer to the Piton de la Fournaise volcano.

Volcano	Exponential				Power-law			
	a	b ($year^{-1}$)	c	R^2	a	b	c	R^2
Kilauea	210	0.345	-232	0.99	-529	0.508	1160	0.98
Mauna Loa	0.872	0.591	-3.00	0.99	-250	0.135	322	0.93
Pdf	31.5	2.35	-49.3	0.99	-881	0.273	892	0.96

likelihood and can be written, $R^2 = 1 - \sum_i (y_i - f_i)^2 / \sum_i (y_i - \bar{y})^2$, where \mathbf{y} is the observed data vector and \mathbf{f} is the modeled data vector, the overbar denotes the mean. The R^2 coefficient is never lower than 99% for the exponential model. Comparatively we obtain $R^2 = 0.98, 0.93$ and 0.96 for the power-law fits respectively at Kilauea, Mauna Loa and Piton de la Fournaise. The exponential fits still remain good when setting $c = 0$ ($R^2 > 98\%$). Table 3.2 details all the parameter values obtained. Moreover a good exponential fit and power-law fit are recovered when increasing m_c for the three volcanoes or when the total moment released is fitted rather than the number of earthquakes. In these two cases, time constants obtained when fitting with the exponential model are similar to those reported in Table 3.2. The exponential form of the evolution of the seismicity is thus consistent with the prediction of our proposed model (Equations 3.14 and 3.15).

Furthermore we can investigate if the characteristic time proposed in our model is coherent with the one obtained when fitting the data. At Kilauea volcano for example, we find $\tau = 1.13 yr$ when fitting the tilt data. The order of magnitude of this value of τ can be obtained using typical estimates of the parameters entering its definition (equation 3.9), e.g. using : $\mu = 100 Pa.s$, $G = 7.5 GPa$, $a_r = 2$ km, $H_c = 20$ km and $a_c = 0.5m$. There are, however, considerable uncertainties on most parameters, strongly affecting the value of τ . For example, slight changes in the poorly constrained conduit radius, a_c , will cause important variations of τ . Finally it is interesting to compare the time constant deduced from the seismicity and the one obtained by fitting the tilt data. We hypothesize that the evolution of the seismicity at Kilauea volcano can be described by (3.15). As $\gamma = 1/2$ in the mean-field theory

(Zapperi *et al.*, 1997), we should have $\tau_{seis} = 2.\tau_{tilt}$. At Kilauea volcano, we obtained 2.90 *yr* for τ_{seis} and 2.27 *yr* for $2.\tau_{tilt}$ hence two values that are coherent with our model. The same relation should also be verified at Mauna Loa volcano if we considered (3.15) as a valid description of the underlying phenomenon. We obtained $\tau_{seis} = 1.7$ *yr* and $2.\tau_{tilt} = 14.6$ *yr* at Mauna Loa volcano. This discrepancy between the two time constants can be explained if the asymptotic final stress at Mauna Loa volcano is larger than the critical stress, thus one should use (3.14) as the correct model. We test this hypothesis by fitting a model similar to (3.14) to the Mauna Loa seismicity. This model can be written : $N(t) = a + b(c + \exp(t/(2\tau_{tilt})))^{-0.5}$ where τ_{tilt} , the time constant deduced from the geodetic data is forced in the model. The resulting fit has a $R^2 = 97\%$ lower than the exponential form of (3.15) but still better than the power law fit and can be hypothesized as a reasonable scenario for Mauna Loa.

Power-law accelerations of the rate of summit VT seismicity have been found preceding dike intrusions or eruptions at Kilauea and Piton de la Fournaise, see [Chastin *et Main*, 2003 ; Collombet *et al.*, 2003]. However these accelerations are obtained only after stacking over multiple sequences and are no more than 10 days long. Eruptions at Piton de la Fournaise are preceded by short (~ 10 days) pressurization of the edifice (Brenquier *et al.*, 2008). A power-law acceleration of the seismicity has also been found at andesitic volcanoes for a single eruption at the same ~ 10 days timescale, i.e. at Bezymianny, Kamchatka (Voight, 1988) and Soufriere Hills, Montserrat (Kilburn *et Voight*, 1998). The difference between a power law model and an exponential model has implication on the physical mechanism driving the deformation. Because both models are linked to the stress evolution, the difference between the two models reflects a difference in the loading process. The exponential model which is proposed is related to slow, decelerating condition. This is the case of the magma accumulation. The power law model is generally related to a constant stressing rate model (e.g. (Johansen *et Sornette*, 2000)). This might happen when the evolution of pressure is fast, as during the propagation stage of a single dike. It thus provides an explanation about the limited time scale of power-laws observations. Furthermore, the power-law signature of an intruding dike can be hidden

by the global process materialized by the magma accumulation. This might be a reason why the power-law associated with eruptions is only recovered on average at basaltic volcanoes. It is also remarkable to note that (3.14) can also lead to a power law acceleration. This case might happen on a limited time-scale during the late stage of failure ($t \gg \tau$) if $P + P_0 > \sigma_c$. Albeit the evolution of seismicity remains exponential during most of the accumulation phase, at the last stage of failure, the evolution will take a different form with $D(t) \propto (t_c - t)^{-\gamma}$, where t_c is a critical time defined by $t_c = -\tau \ln((P + P_0 - \sigma_c)/P)$.

In the case of a basaltic volcano, the propagation of a single dike may not release the total pressure stored in the edifice and will possibly only connect a small magma pocket with limited storage capacity to the surface. This event will thus not affect the increase of pressure associated with the replenishment of the magma reservoir unless the whole edifice is so close to failure that all pockets are interconnected and the entire edifice erupts (*Lahaie et Grasso, 1998*). The critical stress of the volcanic edifice is thus not necessarily associated with all eruptions. The small eruptions are part of the global process leading to a major eruption which stopped the loading process, and released a largest volume of magma. This major eruption materialized the edifice failure. This might explain why an acceleration of the seismicity is observed during the whole time interval, 1977-1983, at Kilauea volcano despite the occurrence of multiple eruptions. At andesitic volcanoes, eruptions lead to an almost complete relaxation of the pressure. This is suggested by the longer time interval between eruptions with higher explosivity index (*Simkin et Siebert, 2000*).

One notable feature of power-law accelerations is that they could provide an *a priori* prediction of the eruption onset time (*Kilburn et Voight, 1998*) : The VT activity, $N(t) = a \times (t_e - t)^b + c$, becomes singular at t_e . However, a power-law acceleration is only found when averaging over multiple sequences at basaltic volcanoes [*Chastin et Main, 2003* ; *Collombet et al., 2003*], and the short time scale of the acceleration at andesitic volcanoes limits its applicability for mitigating volcanic hazards (*Kilburn et Sammonds, 2005*).

At last, we would like to emphasize that the physical model we proposed could

not have been resolved based on seismicity data alone. Such an analysis, limited to seismicity data, would not have been able to reject a power law model. It is the conjunction of both deformation and seismicity data that allows us to discriminate between possible models. It highlights the importance of building models based on the evolution of multiple parameters.

Conclusion

We showed here that during the three studied phases of magma accumulation, VT seismicity, close to inflation centers, can be well described by an exponential increase. This increase of seismicity occurred while deformation rates recorded at the same time at Kilauea and Mauna Loa volcano were decreasing. We proposed a model that accounts for both seismicity and deformation. We studied the evolution of pressure of a magmatic reservoir undergoing a replenishment from a source region at depth. A constant source overpressure was hypothesized and the evolution of the reservoir pressure is controlled by the addition of new magma. However, the increase of pressure in a reservoir, reduces the rate of newly entering magma in the reservoir, and thus introduces slow, decelerating, loading condition. These mechanisms led to a pressure rate exponentially decaying over the time of magma accumulation process. The same evolution was obtained for vertical deformation if an elastic medium is assumed. This shape of deformation is often observed on volcanoes during inflation stages and appears to explain the deformation at Kilauea and Mauna Loa. Finally a simple model of rupture was used to link the load history to the evolution of seismicity. This simple model is able to reproduce the observed exponential evolution of the seismicity. We thus propose that magma accumulation at basaltic volcanoes may be characterized by a broad scale process and that this process can be identified by a combined analysis of both geodetic and seismic data.

We finally propose that a precursory pattern emerges at long time scales (years), and is likely to be related to the accumulation of magma in a reservoir, at least for the three studied volcanoes. This precursory phenomenon might be represented by an exponential acceleration of the seismicity. Vertical displacement at the surface can also attest for the accumulation of magma. However displacements are diffi-

cult to detect if the reservoir is deep. The deformation pattern may also be highly sensitive to local, small shallow intrusions or eruptions. The evolution of the seismicity during inflationary stages may thus provide indirect information about the state of stress in the edifice. Unfortunately it will not allow for a prediction about the timing of future eruptions, as no singularity is present in the model. However, the knowledge of an ongoing magmatic reservoir replenishment might be helpful for mitigating volcanic hazards as it provides the timeliness for risk management and further instrumentation deployment on and around the volcano.

Acknowledgments We thank Jean-Robert Grasso for numerous discussions and Servando De la Cruz-Reyna for useful comments. We also thank two anonymous reviewers and the associate editor for their thoughtful reviews. We thank Asta Miklius for providing us tilt data at Kilauea. We thank the staff of the Hawaiian Volcano Observatory and of the Observatoire Volcanologique du Piton de la Fournaise for their continuous effort to maintain operational their seismic networks. Most of the figures were produced using the GMT Software (*Wessel et Smith, 1991*). O. L. is supported by European Commission FP6 project VOLUME (Contract 18471).

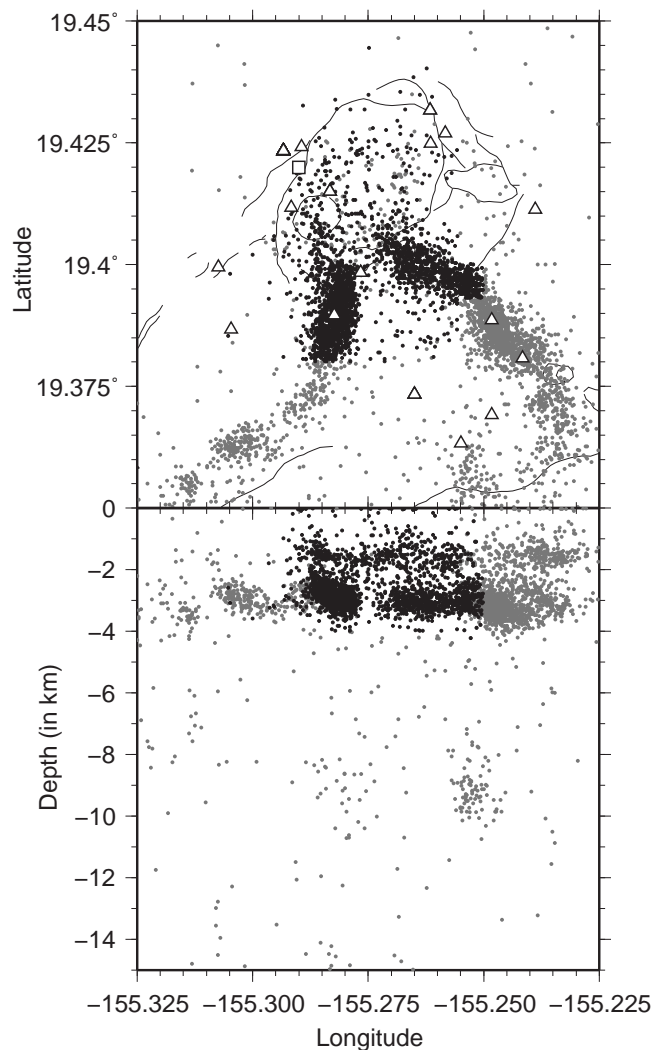


FIG. 3.1 – Map view and east-west cross section of the summit area of the Kilauea volcano. Analyzed earthquakes are represented as black dots and rejected earthquakes as gray dots. Boundaries for the earthquake selection are based on our knowledge of the stress field related to the magma reservoir, as defined by (*Karpin et Thurber, 1987*). Depth range of earthquake selection extends from surface to 4 km depth. Triangles represent HVO seismic stations. The square on the rim of the caldera is the location of the Uwekahuna tiltmeter station. A large scale map of this area is inset in Figure 3.2. Note that some of the black dotted earthquakes are latter removed from the selection as they have a magnitude lower than the magnitude of completeness.

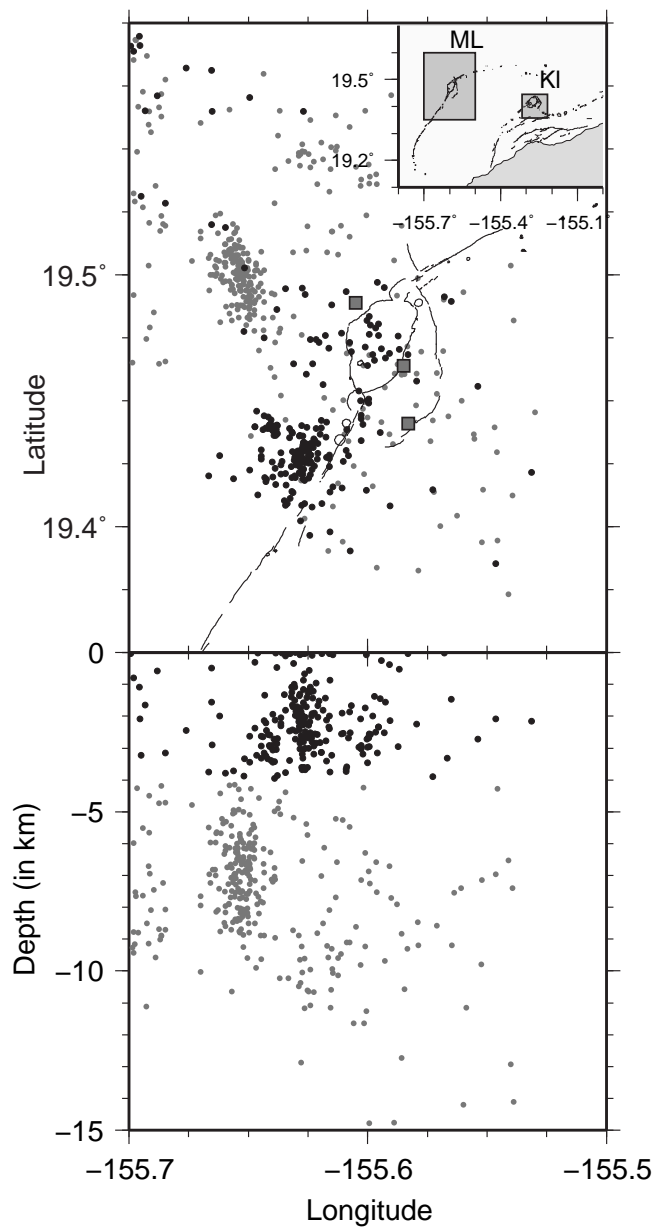


FIG. 3.2 – Same as Figure 3.1 for the Mauna Loa volcano. Squares are tilt measurement locations. The enclosed map gives the location of the two areas around Kilauea (KI) and Mauna Loa (ML) summit displayed in this figure and in figure 3.1

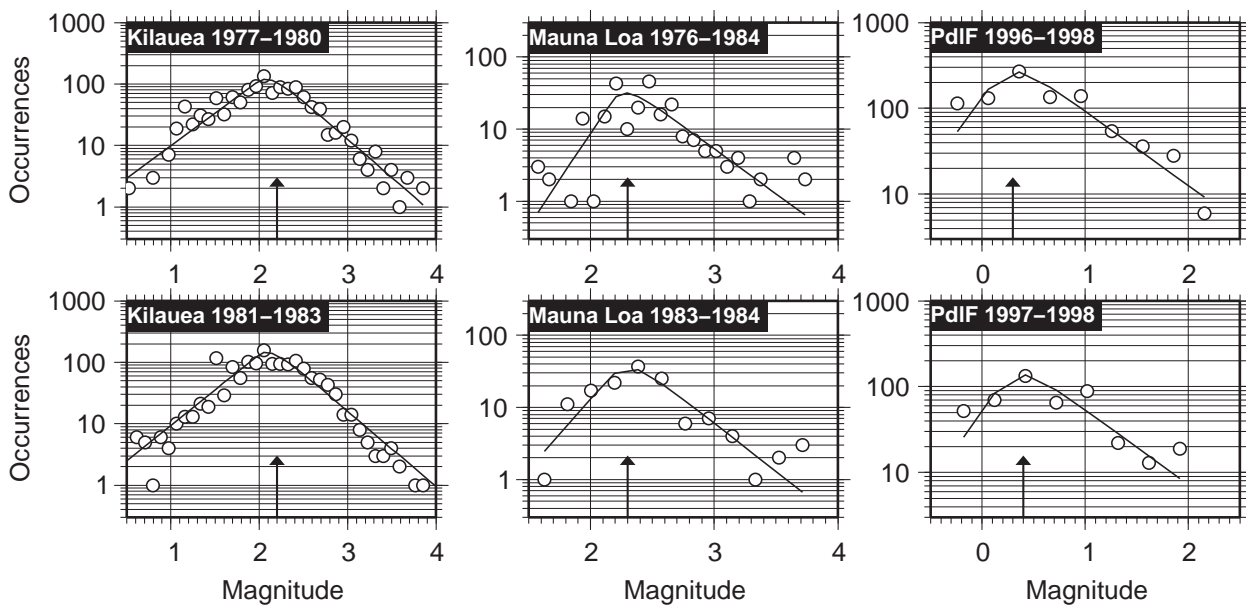


FIG. 3.3 – Number of earthquake $n(m)$ by magnitude bins at Kilauea, Mauna Loa and Piton de la Fournaise volcano. For each plot the arrow refers to the computed magnitude of completeness. The magnitude of completeness is estimated to be 2.2 and 2.3 respectively at Kilauea and Mauna Loa volcano for both time periods. The magnitude of completeness is 0.3 and 0.4 at Piton de la Fournaise for the whole and the subset time period. The b value of the Gutenberg-Richter relation is 1.2 at Kilauea and Mauna Loa volcano and 0.9 at Piton de la Fournaise volcano.

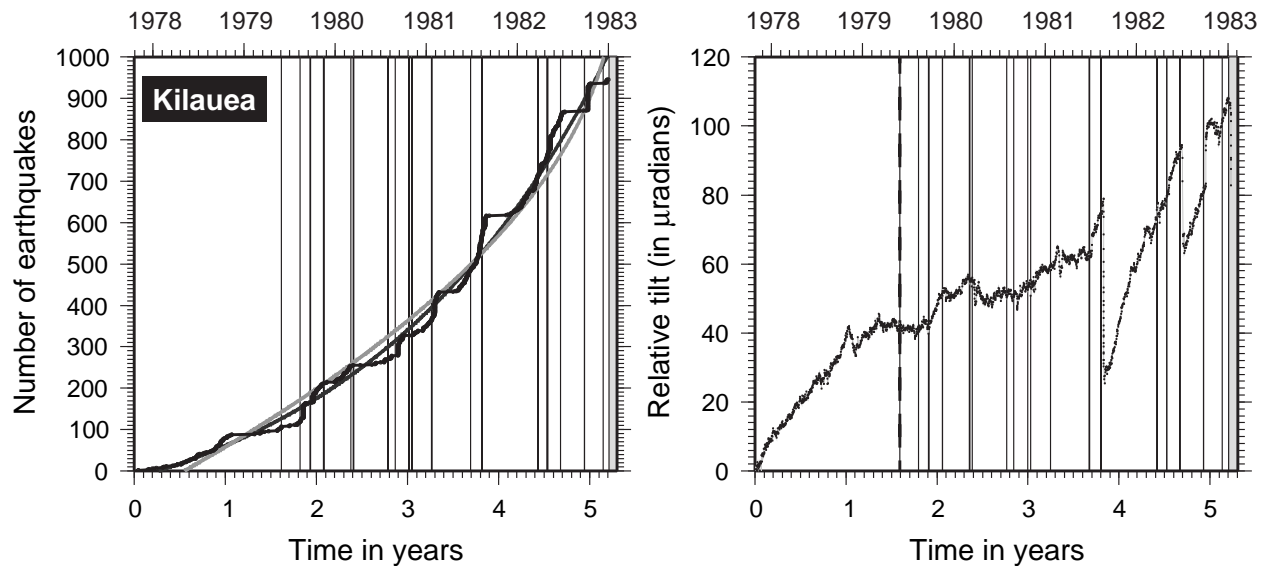


FIG. 3.4 – Left : Evolution of the cumulative number of earthquakes, $N(t)$, for the selected seismicity at Kilauea volcano between October 1977 and January 1983. Grey areas (mostly seen as black vertical lines, given the short time duration) represent known intrusion or eruption episodes. The dark grey curve represents the best exponential fit and the light grey curve the best power-law fit. These two curves mostly overlap. Right : Tilt measurements at the Uwekahuna site on the rim of the Kilauea caldera, at the summit of the volcano. The location of the tiltmeter site is shown in Figure 3.1. We display the tilt along a $N60^\circ W$ orientation, radial to the common center of summit inflation and deflation. Deflation and inflation events are associated with eruption/intrusion events. The increase of the tilt measurements between eruptions is associated with inflation. The dashed line indicates the time of the first intrusion that occurred after the 1977 eruption.

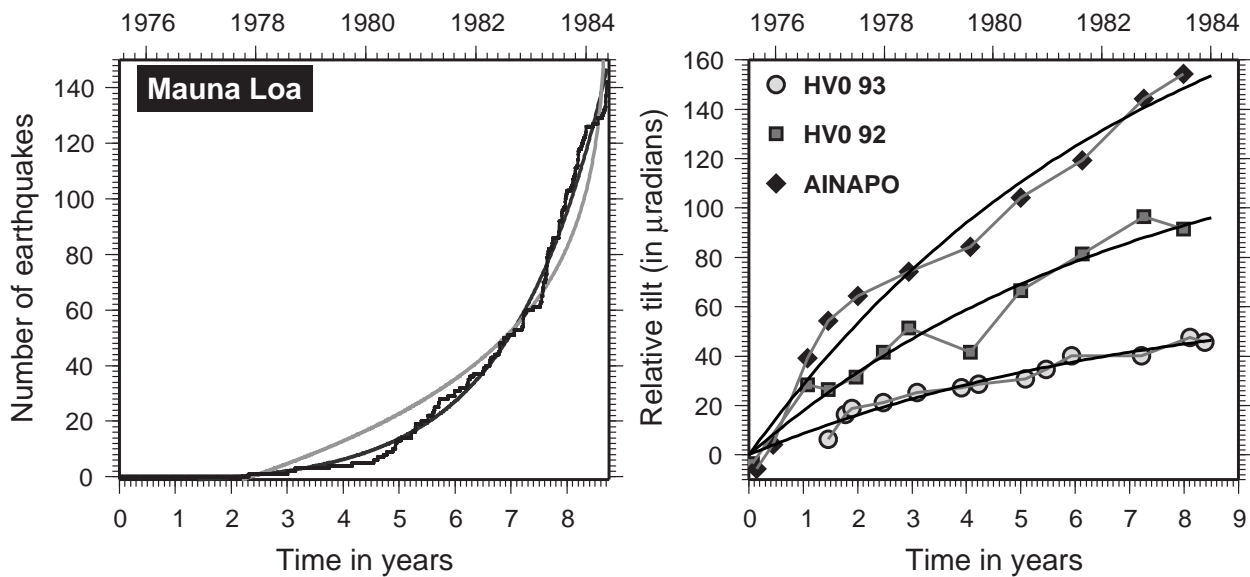


FIG. 3.5 – Left : Evolution of the cumulative number of earthquakes preceding the 1984 eruption at Mauna-Loa volcano. No eruption nor intrusion took place during this time period. The best exponential fit is the dark grey curve and the best power-law fit the light grey curve. Right : Relative tilt magnitude at Mauna Loa volcano for the inter-eruptive period 1975-1984. Tilts measurements were performed at three sites around the Mauna Loa caldera (Figure 3.2). The dark line is the best fit to the data obtained using (3.11)

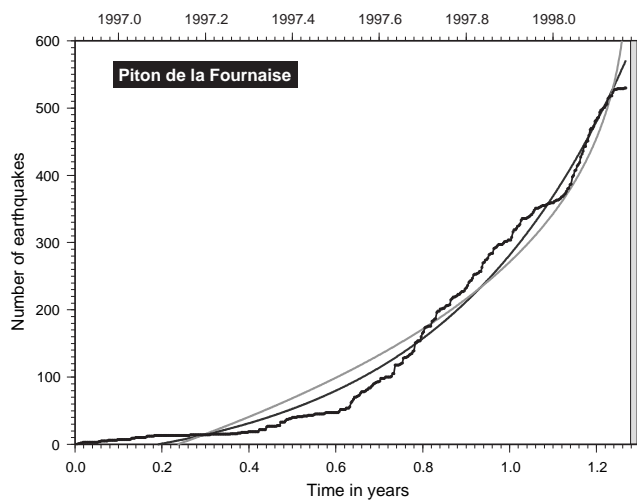


FIG. 3.6 – Evolution of the cumulative number of earthquakes in the ~ 1.2 years preceding the 1998 eruption at Piton de la Fournaise. No eruption nor intrusion took place during this time period. The best exponential fit is the dark grey curve and the best power-law fit the light grey curve. These two curves overlap.

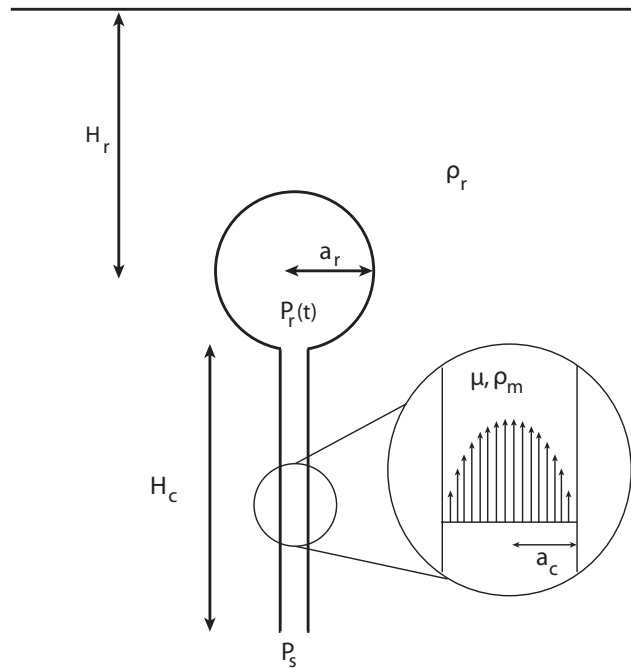


FIG. 3.7 – Sketch showing the geometry of the model. A spherical reservoir at depth H_r and of radius a_r is fed by magma flowing through a cylindrical conduit of radius a_c and length H_c . The magma is defined by its viscosity μ and its density ρ_m . The density of rocks surrounding the magma chamber is ρ_r . P_s is the source pressure and is supposed to be constant. $P_r(t)$ is the reservoir pressure, which varies with time.

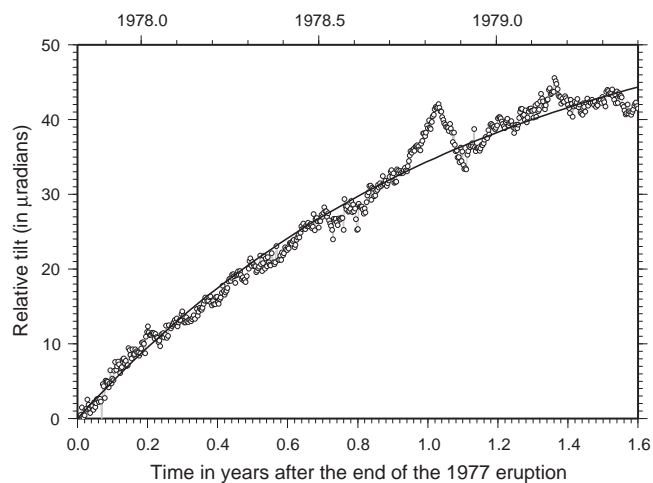


FIG. 3.8 – Relative tilt magnitude between 12th of October 1977 (end of the 1977 eruption) to the first intrusion after this eruption, on 29th May 1979 (dotted vertical line on Figure 3.4). The dark line is the best fit to the data obtained using (3.11).

Chapitre 4

Déclenchement auto-entretenu de la sismicité

1 Introduction

1.1 Importance des petits séismes dans le déclenchement de la sismicité

On a vu au chapitre 2.2 comment modéliser l'effet d'un séisme sur la sismicité. En général seules les variations de sismicité induites par les séismes les plus importants sont considérées, car, individuellement ce sont eux qui provoquent les modifications de sismicité les plus importantes. Cependant, ces séismes importants (en terme de magnitude et aussi de longueur de faille) sont aussi ceux qui sont les moins nombreux. Il convient alors de s'interroger sur le rôle des plus petits séismes dans le déclenchement de la sismicité (*Hanks, 1992*). Il a été montré par exemple que ces petits séismes déclenchent de la sismicité à proximité de leur zone de rupture (*Rubin, 2002; Hainzl et Fischer, 2002; Fischer et Horálek, 2005*) (Figure 1.1). Il est alors nécessaire de savoir si cette sismicité, déclenchée par les plus petits séismes, représente une part plus importante que celle due aux séismes les plus importants.

Marsan (2005) montre que du fait de la localisation fractale des hypocentres, les contraintes libérées même par les petits séismes seront aussi importantes que celles résultant des plus gros séismes aux endroits où se produit la sismicité (Figure 4.2).

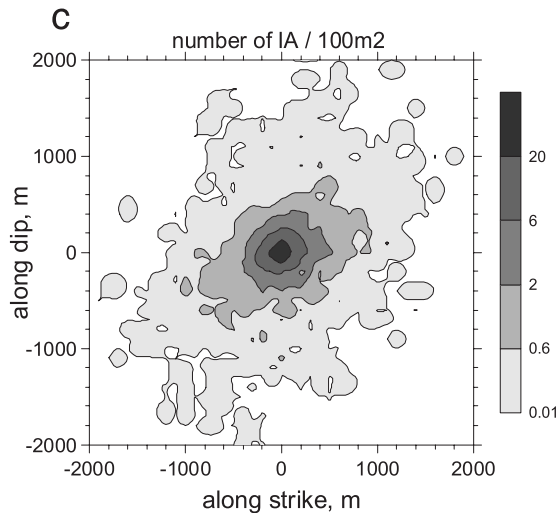


FIG. 4.1 – *Densité spatiale de la première réplique qui suit un séisme représentée par rapport à ce séisme. Cette sismicité est le résultat d'un essaim de sismicité qui s'est produit en 2000 à la frontière entre la République Tchèque et l'Allemagne. On voit que l'essentiel de la sismicité est produite principalement à proximité du séisme qui vient d'avoir lieu. Figure reproduite d'après Fischer et Horálek (2005).*

Helmstetter (2003) a analysé directement le nombre de séismes produit collectivement par intervalle de magnitude. En comparant la productivité avec le nombre de séismes par intervalle de magnitude (loi de Gutenberg-Richter), *Helmstetter* (2003) montre que le déclenchement des séismes est principalement l'effet des petites magnitudes (Figure 4.2).

Il convient alors de prendre en compte l'effet des plus petits séismes dans l'interprétation de la sismicité et l'on ne peut pas se contenter de modéliser le seul effet des plus gros séismes. Le signal de sismicité peut donc s'interpréter comme la somme : d'une contribution due à des variations de contrainte extérieures à la sismicité d'une part et due au déclenchement de la sismicité par elle-même d'autre part (Figure 5). Ainsi, si l'on souhaite retrouver la signature dans la sismicité d'une perturbation quelconque, il est important d'arriver à extraire sa seule signature et donc d'éliminer la sismicité qui résulte simplement des séismes précédents (Figure 4.3).

On peut alors s'interroger si l'effet de ces interactions n'a pas modifié le signal que nous avons étudié dans nos deux cas d'étude présentés dans cette thèse (à savoir à Parkfield et sur les volcans basaltiques). On peut cependant montrer que dans ces deux systèmes particuliers, l'effet de l'auto-entretien de la sismicité est faible. En

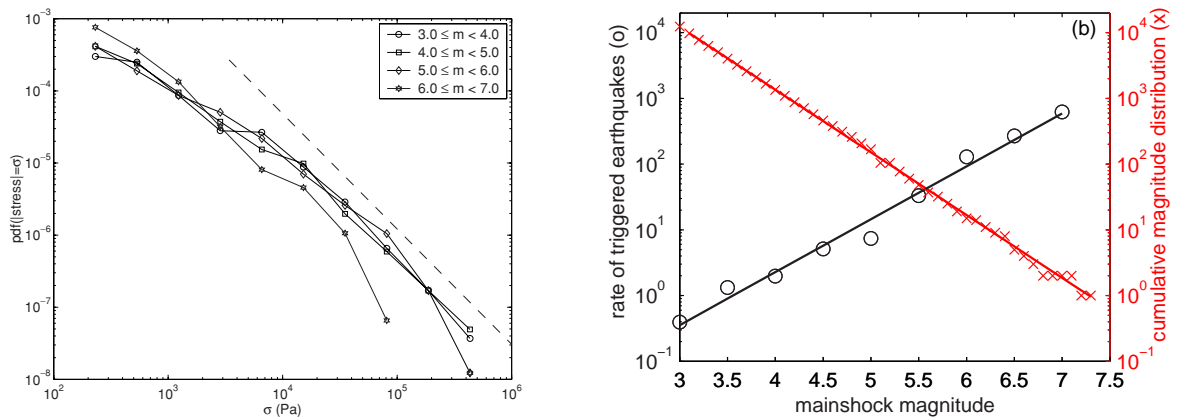


FIG. 4.2 – À gauche : Densité de probabilité de la contrainte produite à l'endroit d'un séisme par tous les séismes qui le précède pour différents intervalles de magnitude de ces séismes. On voit ainsi que tous les intervalles de magnitudes, qui sont de longueur égale, contribuent autant à la valeur de la contrainte. Figure reproduite de Marsan (2005). À droite : Nombre de séismes déclenchés en fonction de la magnitude (rond) et nombre de séismes total en fonction de la magnitude (croix). Le nombre de séismes $N(m)$ produit par l'intervalle de magnitude m est simplement $10^{(\alpha-b)m}$, avec α la pente de la productivité et b la pente de la loi de Gutenberg-Richter. Ici $\alpha = 0.72$ et $b = 1.08$. Il y donc, collectivement, de moins en moins de séismes produits par des séismes de plus en plus importants, d'après Helmstetter (2003).

effet dans le cas des volcans basaltiques que nous avons étudié, il est tout à fait remarquable de constater que la sismicité qui suit les éruptions est extrêmement faible sur les trois volcans. L'activité sismique semble donc être principalement contrôlée par les processus magmatiques. De plus Traversa *et al.* (2007) montrent, en analysant différents systèmes volcaniques, que la sismicité sur les volcans est principalement le fait de variations de contrainte produites par des processus magmatiques et ne résulte que faiblement des interactions entre séismes.

Dans le cas de la sismicité à Parkfield nous nous sommes limités à l'étude de la sismicité sur des aspérités sismiques. Bien que l'on ait montré que des séismes pouvaient prendre place sur la même aspérité suite au glissement sismique de l'aspérité, on a vu également que ces séismes déclenchés aux temps courts sont peu nombreux et la dynamique des aspérités semble principalement se manifester sous la forme d'une répétition quasi-périodique. La périodicité de ces séismes sur les séquences analysées laisse ainsi supposer que le rôle des interactions entre séismes est faible

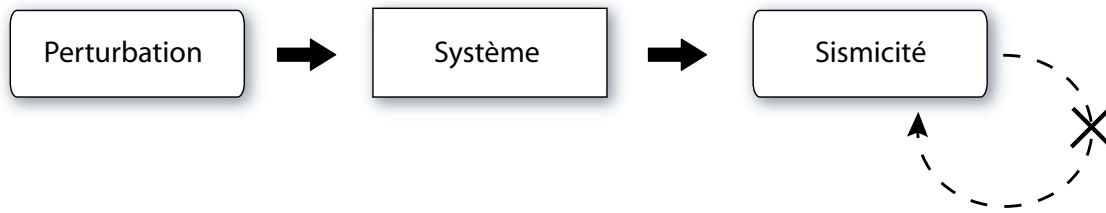


FIG. 4.3 – Schéma expliquant le rôle d'un algorithme de declustering. L'idée consiste à éliminer la boucle d'auto-entretien pour n'obtenir qu'une variation de sismicité directement causée par la perturbation de contrainte considérée.

sur les aspérités à Parkfield.

1.2 Les différentes approches de *declustering*

Plusieurs tentatives ont été faites pour retrouver le taux de sismicité non-corrélé (ou taux de fond) à partir de la sismicité (*Reasenberg, 1985; Gardner et Knopoff, 1974*). Malheureusement, la plupart de ces méthodes reposent sur la définition de paramètres arbitraires dont le résultat final est fortement dépendant. Une autre méthode intéressante est celle présentée par *Zhuang et al. (2002)*. Dans cette méthode les interactions entre séismes sont modélisées selon un modèle ETAS. L'idée consiste alors à inverser les paramètres de ce modèle ETAS à partir de la sismicité. Cependant, un problème lié à cette méthode est que même si le modèle ETAS peut s'avérer correct pour décrire l'évolution temporelle de la sismicité, une incertitude demeure quand au choix de la description de la densité spatiale de la sismicité. De plus, un autre problème vient du fait que l'inversion proposée n'est pas stable et dépend fortement des paramètres *a priori* qui sont entrés (*Veen et Schoenberg, 2006*). Cependant cette difficulté peut être surmontée à l'aide d'un algorithme de type *Expectation-Maximization*. Cependant même dans ce cas les résultats trouvés restent toujours conditionnés par le choix du modèle (ici ETAS) utilisé.

Enfin signalons, une dernière approche présentée par *Hainzl et al. (2006)* qui permet d'estimer la proportion de séismes de fond dans une population de séismes. Cette méthode repose sur la distribution des temps de récurrences entre séismes qui est approximée par une loi gamma. Dans ce cas, le taux de séismes de fond est

simplement le rapport entre la variance et la moyenne de cette distribution. Cependant, cette approche ne marche pas quand la loi gamma ne représente plus une bonne description de la sismicité, ce qui peut se produire couramment (*Hardebeck, 2007*). Dans ce cas, il est nécessaire d'utiliser la description complète des temps de récurrence entre séismes proposée par *Saichev et Sornette (2007)* mais l'inversion des nombreux paramètres est alors difficile à réaliser (*Hardebeck, 2007*). De plus ce dernier cas considère également la sismicité comme le résultat d'un processus ETAS et donc dépendant d'un modèle particulier.

Enfin la méthode que nous présentons ici consiste à estimer l'effet de la sismicité sur son propre déclenchement de façon à soustraire ensuite cette contribution à la sismicité totale pour ne retrouver que la sismicité produite par une perturbation donnée. Cette méthode a l'avantage de ne reposer que sur un nombre minimum d'hypothèses. On montre que cette méthode est capable de recouvrir le taux de sismicité non-corrélé dans le cas où celui-ci résulte d'un chargement supposé stationnaire (comme c'est le cas dans les zones tectoniques). On présente également par la suite plusieurs tentatives pour adapter la méthode aux cas où l'on suppose la perturbation variable dans le temps.

2 Présentation de la méthode

L'idée originale de la méthode de *declustering* présentée ici a été proposée par David Marsan. Ma contribution a principalement consisté à réaliser et à analyser des tests sur la méthode. De plus j'ai également participé au développement de la méthode notamment dans le cadre de son application en 3 dimensions avec prise en compte de l'anisotropie de la sismicité déclenchée par les plus grands séismes.

Marsan et Lengliné (2008) décomposent la sismicité comme la somme d'un processus de Poisson stationnaire et d'une cascade de sismicité où chaque séisme est déclenché par la contribution des séismes précédents. On montre alors, dans ce cas, qu'il est possible d'isoler le potentiel de déclenchement des séismes par intervalle de magnitude, et qu'on peut également retrouver la valeur du taux de sismicité non-corrélé

(le taux de fond). Cependant la valeur de ce taux de fond est très dépendante de la valeur de la magnitude de complétude (m_c) du catalogue de sismicité utilisé. Plus la valeur de m_c est basse, plus le taux de fond est faible. Bien que l'hypothèse d'un taux de sismicité de fond stationnaire puisse sembler adéquate pour modéliser la sismicité dans une zone tectonique comme la Californie du Sud, cela n'est pas forcément vraie dans tous les contextes tectoniques et à toutes les époques. Ainsi il peut être intéressant de retrouver les variations du taux de fond car ces variations sont la signature directe de processus asismiques transitoires (glissement lent, déclenchement dynamique ...). L'étude des variations du taux de fond peuvent également être particulièrement intéressantes sur un volcan, comme dans le flanc sud du Kilauea où les variations de sismicité sont le résultat des variations de contraintes produites dans la zone de rift. On va donc proposer ici quelques pistes pour éliminer les interactions entre séismes et récupérer un taux non corrélé, dépendant du temps.

2.1 Cas où le taux de fond est stationnaire

On présente ici les principaux aspects de la méthode de *declustering*. En particulier on se limitera au cas strictement temporel. L'approche reste la même dans le cas spatio-temporel, on ajoute simplement une dimension supplémentaire. Pour plus de détails sur la méthode présentée ici et pour l'étude du cas spatio-temporel, on pourra se référer à *Marsan et Lengliné (2008)* qui est reproduit à l'annexe C de cette thèse. Deux schémas montrent le fonctionnement de l'algorithme (figures 4.4 et 4.5).

On considère que le taux de sismicité, $\mu(t)$, peut s'écrire à n'importe quel instant t comme

$$\mu(t) = \mu_0 + \sum_{i=1}^j \lambda(t - t_i, m_i), \quad (4.1)$$

où μ_0 est un taux de sismicité de fond, stationnaire et $\lambda(\Delta t_i, m_i)$ représente la sismicité provoquée par le séisme i de magnitude m_i et qui s'est produit à l'instant t_i . L'indice j est l'indice maximum possible tel que $t_j < t$. On appellera λ le kernel de déclenchement dont l'ensemble des valeurs sont définies dans des intervalles de magnitude et de différence de temps préalablement fixés. Le but consiste alors à

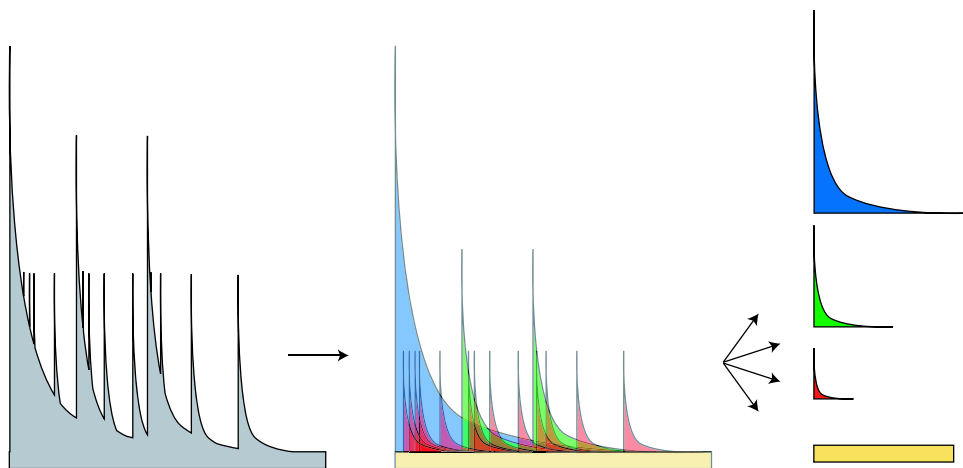


FIG. 4.4 – Schéma représentant l'approche de declustering présentée ici. La variation du taux de sismicité, représentée en gris peut se décomposer comme la superposition d'un déclenchement du aux séismes et d'un taux de fond stationnaire. L'idée consiste alors à retrouver la capacité de déclenchement des séismes en fonction de leur magnitude (différentes couleurs) et du temps.

retrouver les valeurs de ce kernel ainsi que la valeur de μ_0 . On fera l'hypothèse par la suite que deux séismes de même magnitude déclenchent un même nombre de séismes, de plus on considère également que les contributions individuelles des différents séismes s'additionnent. Ces deux hypothèses, de champ moyen et de linéarité sont assez fortes mais permettent un traitement beaucoup plus simple de la sismicité. Il est important cependant de noter qu'il existe de nombreux modèles de sismicité qui sont non-linéaires. C'est notamment le cas par exemple dans le modèle *rate-and-state* que nous avons vus à la section 2. Dans un tel modèle, le déclenchement de sismicité dépend alors également du moment où se produit le séisme déclencheur par rapport au reste de la sismicité.

On calcule alors dans un premier temps les poids $w_{i,j}$ qui représentent la contribution au déclenchement du séisme j par le séisme i . De la même façon on appelle $w_{0,i}$, la probabilité pour que le séisme i soit un séisme de fond, c'est à dire qu'il ne soit pas déclenché par un autre séisme. On utilise, pour initialiser le processus, une estimation *a priori* du kernel λ . On peut alors écrire dans un premier temps :

$$w_{i,j} = \lambda(t_j - t_i, m_i), \quad (4.2)$$

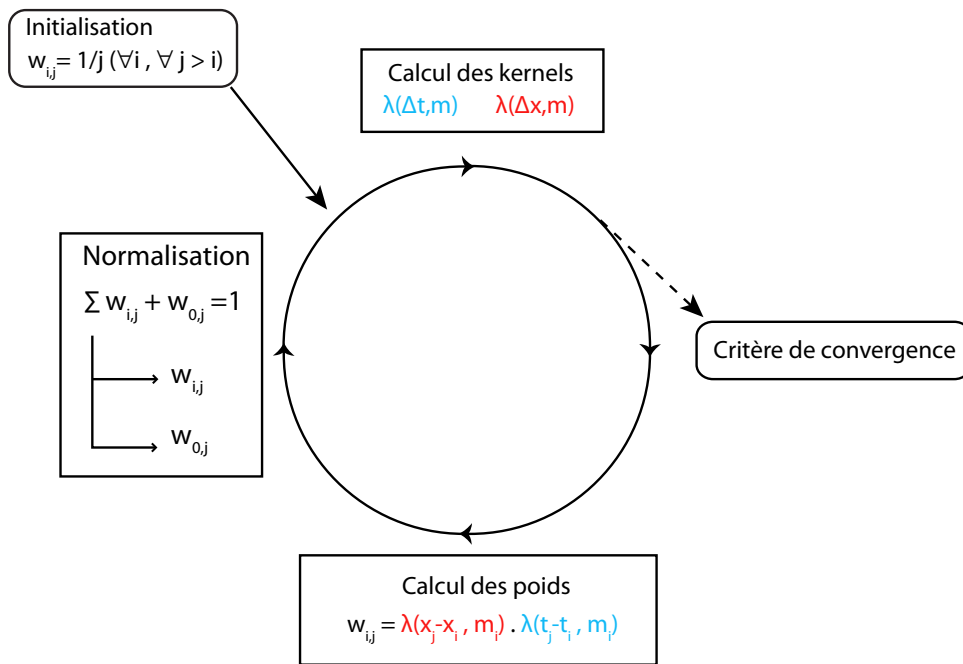


FIG. 4.5 – Schéma expliquant le fonctionnement de l’algorithme de declustering. Une initialisation des probabilités de déclenchement des séismes est proposée puis commence le processus d’itération. Ces probabilités sont utilisées pour calculer les valeurs du kernel. Des nouvelles valeurs de poids sont calculées à partir du kernel puis normalisées pour obtenir des nouvelles probabilités. Le processus est répété jusqu’à ce qu’une convergence soit obtenue.

et

$$w_{0,i} = \mu_0. \quad (4.3)$$

Puis on normalise ces valeurs pour obtenir des probabilités, c’est à dire qu’on considère qu’un séisme j ne peut être déclenché que par la somme des séismes qui le précède plus la contribution du taux de fond, ainsi on aboutit à :

$$w_{k,j} = w_{k,j} / \left(\sum_{i=1}^{j-1} w_{i,j} + w_{0,j} \right), \quad (4.4)$$

$$w_{0,j} = w_{0,j} / \left(\sum_{i=1}^{j-1} w_{i,j} + w_{0,j} \right). \quad (4.5)$$

Finalement à partir de ces poids on peut alors recalculer la valeur du kernel en utilisant

$$\lambda(\Delta t, \Delta m) = \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N w_{i,j} \Theta(t_j - t_i \in [t; t + \Delta t]) \times \Theta(m_i \in [m; m + \Delta m]), \quad (4.6)$$

où $\Theta(X)$ est une fonction qui prend la valeur 1 si la proposition X est vraie et 0 sinon. Les valeurs de t , Δt , m et Δm sont les intervalles fixés lors de la paramétrisation. La valeur de μ_0 est simplement donnée par $\mu_0 = 1/T \sum_{i=1}^N w_{0,i}$ avec N le nombre total de séismes enregistrés dans la durée T . En itérant le processus mentionné ci-dessus on obtient, après convergence, la valeur finale du kernel qui représente le déclenchement provoqué par un séisme dans une gamme de magnitude donnée à différents instants. On obtient également la valeur finale du taux de fond μ_0 mais celle-ci est très dépendante de la magnitude de coupure (*Marsan et Lengliné, 2008*).

On représente figure 4.6 le kernel temporel obtenu, pour trois intervalles de magnitude, lors de l'analyse de la sismicité à Parkfield entre 1984 et 2004 à partir du catalogue relocalisé de *Thurber et al. (2006)*. Dans ce cas, on utilise la même méthode que celle décrite plus haut mais en intégrant également l'information spatiale.

Examinons les résultats obtenus après le declustering du catalogue dans sa partie avant le séisme de Parkfield de 2004. On cherche alors à quantifier le paramètre de productivité χ et le paramètre p qui sont retrouvés par un ajustement du type $\lambda(t, m) = \chi t^{-p}$ entre 10^{-3} et 10 jours. Si le paramètre p ne varie pas sensiblement avec la magnitude, il n'en est pas de même avec la productivité qui augmente avec la magnitude (Figure 4.7). Cette augmentation de χ avec la magnitude suit une évolution de type $\propto 10^{0.47m}$. Il convient tout de même de noter que cette évolution n'est déduite que de trois intervalles de magnitude. On voit donc que l'application de la méthode de *declustering* sur les séismes de la zone de Parkfield sont cohérents avec ceux obtenus au chapitre 2.

3 Cas où le taux de fond n'est pas stationnaire

3.1 Introduction

On cherche maintenant à étendre la méthode présentée plus haut dans le cas où le taux de fond n'est plus stationnaire. Le travail présenté ici est encore préliminaire. Différentes pistes capables de détecter les variations temporelles d'un forçage quelconque à partir de la sismicité sont explorées. On veut être ainsi capable de détecter dans la sismicité le signal de perturbations transitoires pouvant matérialiser la si-

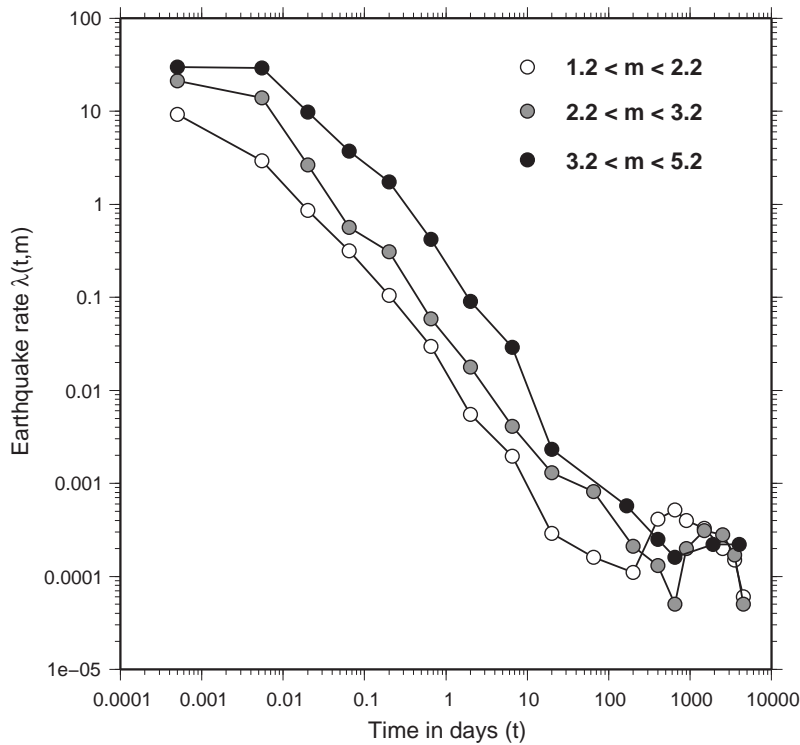


FIG. 4.6 – *Kernel temporel obtenu après application de la méthode de declustering à la sismicité de la zone de Parkfield, Californie. La variation du taux de sismicité en fonction du temps est indiquée pour trois intervalles de magnitude. Il est important de noter que la sismicité comprend des séismes semblables, localisés toujours au même endroit, et des séismes qui n'apparaissent que de manière unique. On note toutefois, pour les grands intervalles de temps, une augmentation du taux de sismicité qui correspond à la répétition quasi-périodique d'un séisme sur la même aspérité. On pourra également remarquer que cette augmentation du taux de sismicité est obtenue à des temps plus longs pour des magnitudes plus importantes.*

gnature de processus asismiques. La tâche est donc plus difficile que précédemment car il faut pouvoir estimer le potentiel de déclenchement des séismes tout en tenant compte de variations de sismicité résultant de la variation du taux de fond et non plus simplement d'interactions entre séismes. Dans le cas uniquement temporel, on peut réécrire le nouveau problème à partir de (4.1)

$$\mu(t) = \mu_0(t) + \sum_{i=1}^j \lambda(t - t_i, m_i), \quad (4.7)$$

avec $\mu(t)$ le taux de sismicité à un instant t . La résolution de ce problème a son importance lorsque l'on considère la sismicité produite par des glissements lents où

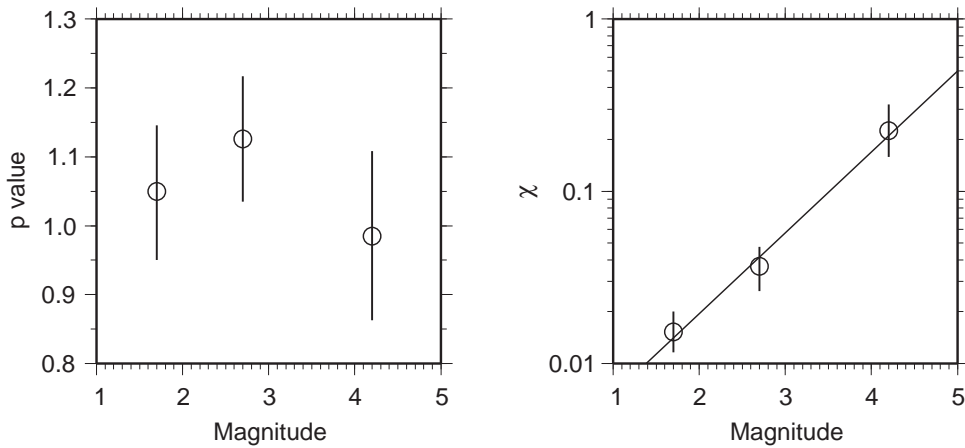


FIG. 4.7 – Variation des facteurs p et χ en fonction de la magnitude pour les résultats du kernel présentés figure 4.6.

bien déclenchée par le passage d’une onde dans les zones géothermiques. En effet dans ce dernier cas on remarque que la sismicité décroît en général en $1/t$ comme pour les répliques à proximité de la zone de faille (*Brodsky, 2006*). Il est donc important de voir si cette décroissance en $1/t$ représente directement la signature de la perturbation de contrainte où bien si cette signature est modifiée par l’interaction entre les séismes. Cette étape est nécessaire avant de pouvoir proposer un modèle pouvant rendre compte du phénomène responsable du déclenchement dynamique des séismes.

Dans la suite on supposera qu’une déformation transitoire, responsable d’une augmentation de sismicité, se produit à un instant T et persiste pendant un intervalle de temps ΔT (Exemple figure 4.8). L’effet de la déformation transitoire sur la sismicité est modélisé comme une variation du taux de fond. On cherche alors à retrouver le temps d’initiation et le temps de fin de ce phénomène transitoire ainsi que son intensité (mesurée par la variation du taux de sismicité de fond). Pour cela, nous présentons deux méthodes qui reposent sur deux approches différentes du problème. La première méthode tente de retrouver la perturbation transitoire en supposant connue la forme de cette déformation et en calculant une fonction coût. La deuxième approche tente quant à elle de modéliser directement la déformation transitoire mais suppose connue le commencement de la perturbation.

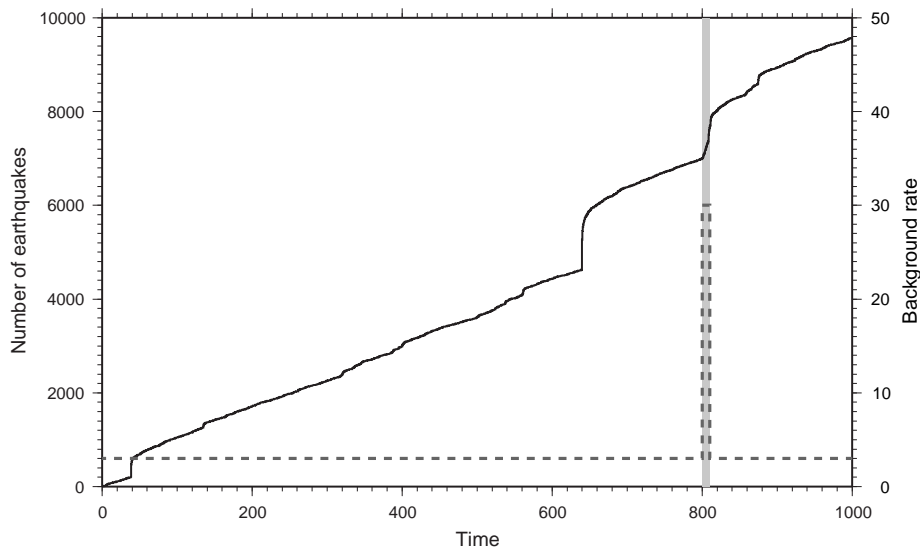


FIG. 4.8 – Série de sismicité synthétique générée à partir du modèle ETAS. La courbe noire montre l'évolution du nombre de séismes au cours du temps. Le trait gris en pointillé indique la valeur du taux de fond dont on remarque l'augmentation dans la partie en grise entre 800 et 810.

3.2 Première méthode

On va tester la performance des différentes méthodes en utilisant des données synthétiques. On comparera alors les résultats obtenus à ceux imposés lors de la génération des données synthétiques. On génère une série temporelle de sismicité synthétique à partir d'un modèle ETAS. Le modèle ETAS permet de prendre en compte les interactions entre séismes dans la génération de sismicité (voir par exemple *Helmstetter* (2003)). Les temps des séismes, t , sont compris entre 0 et 1000 (en unité de temps arbitraire). Pour modéliser l'effet d'une déformation transitoire, on fait varier le taux de sismicité de fond, λ_0 . Celui-ci est de 3 par unité de temps dans l'intervalle $t \in [0; 800] \cup [810; 1000]$ et il est dix fois plus important (i.e. $\lambda_0 = 30$) pour la période $t \in [800; 810]$. La figure 4.8 montre un exemple d'une série synthétique obéissant aux conditions définies ci-dessus.

On montre alors qu'il est possible d'estimer la valeur du taux de fond sur une période donnée, si celui-ci est stable sur cette période. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une estimation du kernel de déclenchement λ .

Calcul de la fonction coût

Par exemple, intéressons nous aux séismes qui se sont produits avant la perturbation ($t < 800$). On suppose que l'on connaît le potentiel de déclenchement ($\lambda(\Delta t, m)$) de chacun des séismes de cet intervalle. Ce potentiel de déclenchement peut être calculé par la méthode présentée dans *Marsan et Lengliné* (2008). Étant donné ce kernel, on cherche à déterminer le meilleur taux de sismicité de fond qui permet d'expliquer la sismicité observée. On introduit la fonction de vraisemblance définie par *Ogata et Katsura* (1988) :

$$J(\theta) = \int_0^{T_{max}} \lambda(\theta) dt - \sum_{i=1}^N \ln(\lambda_i(\theta)), \quad (4.8)$$

qui peut se récrire de façon plus explicite dans notre cas

$$J(\theta) = \lambda_0 \cdot T_{max} + \sum_{i=1}^N \int_0^{T_{max}-t_i} \lambda(t, m_i) dt - \sum_{i=1}^N \ln \left(\lambda_0 + \sum_{j=1}^i \lambda(t_i - t_j, m_j) \right), \quad (4.9)$$

où θ représente l'ensemble des paramètres $\theta = \{\lambda_0, \lambda(t, m)\}$, T_{max} est la durée totale de l'intervalle sélectionnée (ici 800) et N est le nombre de séismes dans cet intervalle. Connaissant le kernel $\lambda(t, m)$, on peut alors obtenir la meilleure valeur de λ_0 au sens de la fonction coût J en différenciant simplement J et en posant $\frac{\partial J(\theta)}{\partial \lambda_0^*} = 0$.

$$\frac{\partial J(\theta)}{\partial \lambda_0^*} = T_{max} - \sum_{i=1}^N \frac{1}{\lambda_0^* + \sum_{j=1}^i \lambda(t_i - t_j, m_j)}. \quad (4.10)$$

Ce qui nous conduit à résoudre l'égalité suivante

$$T_{max} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\lambda_0^* + C_i} \quad (4.11)$$

avec $C_i = \sum_{j=1}^i \lambda(t_i - t_j, m_j)$. On remarque que $\forall i \in [1; N], C_i \in \mathbb{R}^+$, alors $\frac{1}{\lambda_0^* + C_i}$ est une fonction strictement décroissante avec λ_0^* . La somme de fonctions strictement décroissantes étant également une fonction strictement décroissante, alors le terme de droite de l'équation (4.11) est une fonction décroissante de λ_0^* . Il y a donc au maximum une solution positive à l'équation (4.11). Il y aura une solution positive si $T_{max} < \sum_{i=1}^N \frac{1}{C_i}$ et aucune solution positive sinon. La meilleure valeur de λ_0 , (c'est à dire λ_0^*), est résolue à partir de (4.11) en utilisant un simple algorithme de dichotomie. Lorsqu'il existe une solution positive, l'algorithme converge vers la

solution rapidement en quelques itérations. La figure 4.9 représente la valeur J en fonction des valeurs de λ_0 pour une réalisation du catalogue synthétique et résolue dans l'intervalle $[0 ; 800]$. Le minimum de la fonction coût est trouvé pour une valeur ($\lambda_0^* = 2.8$) proche de celle imposée qui est de 3.0. Comme démontré ci-dessus ce minimum est le seul minimum.

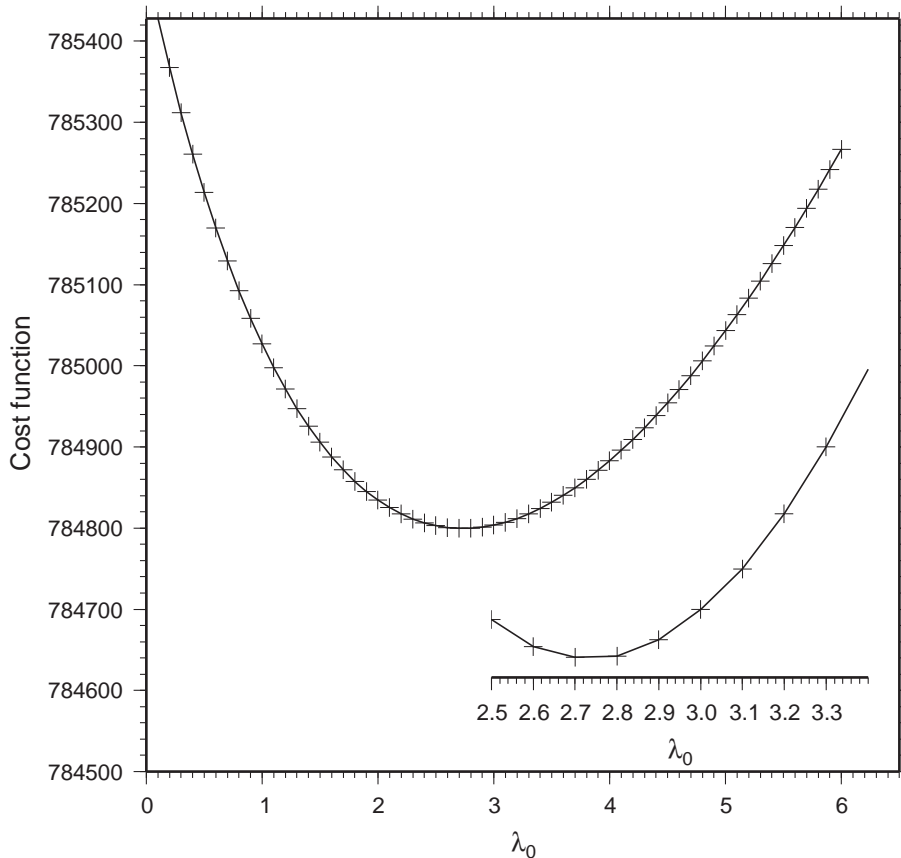


FIG. 4.9 – Variation de la fonction coût J pour différentes valeurs de λ_0 . Le minimum est trouvé pour une valeur de 2.8, proche de la valeur utilisée pour générer cette série de sismicité synthétique. La partie inférieure droite du graphique représente simplement un zoom autour du minimum.

Application dans le cas où le temps d'initiation de la perturbation est connu

On voit donc qu'il est possible, moyennant l'utilisation d'une fonction coût de retrouver la valeur du taux de sismicité de fond si celui-ci est constant. On va maintenant s'intéresser au cas de la perturbation transitoire. Dans ce cas, on ne connaît ni l'amplitude, ni la durée ΔT de la perturbation. Dans un premier temps,

on supposera connu, le temps origine T . On adopte alors la stratégie suivante :

1. On calcule le kernel d'interactions $\lambda(t, m)$ à partir des séismes de l'intervalle $[0; T]$.
2. On calcule la meilleure valeur du taux de fond pour la période $[0; T]$ en minimisant la fonction de coût par la méthode décrite plus haut. On note cette valeur λ_0^{1*} .
3. Pour chaque séisme i tel que $t_i > T$, on calcule le meilleur taux de fond sur la période $[T; t_i]$ et l'on note cette valeur $\lambda_{0,i}^{2*}$.
4. On suppose alors que, suite à la déformation transitoire, le système retourne à sa valeur de référence λ_0^{1*} pour toute la période $[t_i; T_{max}]$. On peut alors calculer une fonction de coût globale qui prend en compte la période totale $[T; T_{max}]$. Cette fonction coût, L_i s'écrit pour chaque séisme i , $L_i = J_a(i) + J_b(i)$ où $J_a(i)$ et $J_b(i)$ sont les fonctions coût calculées respectivement durant les périodes $[T; t_i]$ et $[t_i; T_{max}]$. On peut alors écrire

$$L_i = \lambda_{0,i}^{2*}(t_i - T) + \lambda_0^{1*}(T_{max} - t_i) - \sum_{k=i0}^i \ln \left(\lambda_{0,i}^{2*} + \sum_{j=1}^k \lambda(t_k - t_j, m_j) \right) - \sum_{k=i+1}^N \ln \left(\lambda_0^{1*} + \sum_{j=1}^k \lambda(t_k - t_j, m_j) \right) \quad (12)$$

où $i0$ est le premier indice tel que $t_{i0} > T$. Le terme incluant l'intégration du kernel à été supprimé car il reste constant quelque soit i .

5. La valeur minimum de L_i donne la durée du transitoire de déformation, $\Delta T = t_i - T$, ainsi que le taux de sismicité de fond durant cette période, $\lambda_{0,i}^{2*}$.

Les résultats de cette méthode sont présentés figures 4.10 et 4.11.

Application dans le cas où le temps d'initiation de la perturbation est inconnu

On voit que la méthode est bien capable d'estimer à la fois la durée et l'intensité de la variation du taux de fond dans le cas où on a supposé connu le temps d'initiation du phénomène. On cherche maintenant à s'affranchir de cet *a priori*. On considère cependant toujours que le kernel $\lambda(t, m)$ a été obtenu sur une période stable du taux

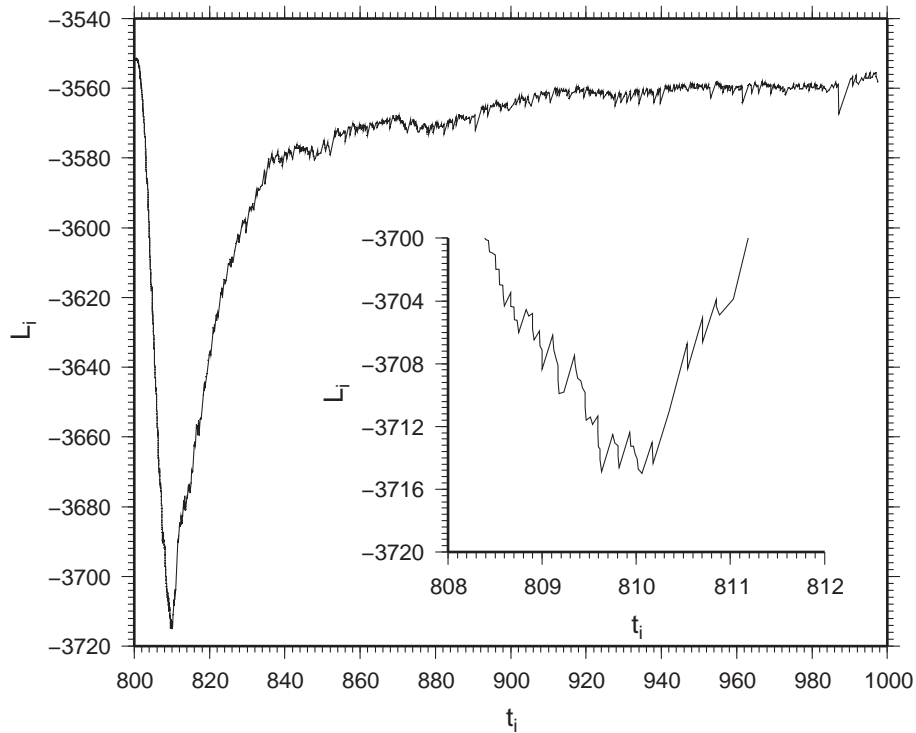


FIG. 4.10 – Variation de la fonction L_i avec le temps de fin supposé du transitoire t_i . Le minimum de L_i est obtenu pour un temps proche de la valeur imposée de 810.

de sismicité de fond non affecté par la perturbation transitoire. On fait une fois de plus l'hypothèse que suite à la perturbation transitoire, le taux de fond retourne à sa valeur initiale. On emploie alors une procédure assez similaire à celle décrite précédemment sauf que l'on fait en plus une recherche systématique sur la valeur de début de la perturbation. On teste donc un ensemble de couples $(T; \Delta T)$ sur une grille de valeurs possible. Le meilleur couple de valeurs, au sens de la fonction coût, nous permet d'obtenir tous les paramètres qui caractérisent la perturbation transitoire. Les résultats de cette procédure, appliquée à la même série de sismicité synthétique, sont présentés figure 4.12 et montrent un bon accord avec les paramètres imposés.

On voit donc que la méthode présentée est suffisamment robuste pour pouvoir estimer les paramètres qui définissent une perturbation transitoire. Certes, la méthode présentée ici souffre de plusieurs limitations, i) il est nécessaire d'avoir une estimation des valeurs du kernel, λ , ii) la forme de la déformation transitoire est également imposée (constante). Cependant nous avons montré que les paramètres de la déformation sont estimés correctement. De plus il est possible de décomposer

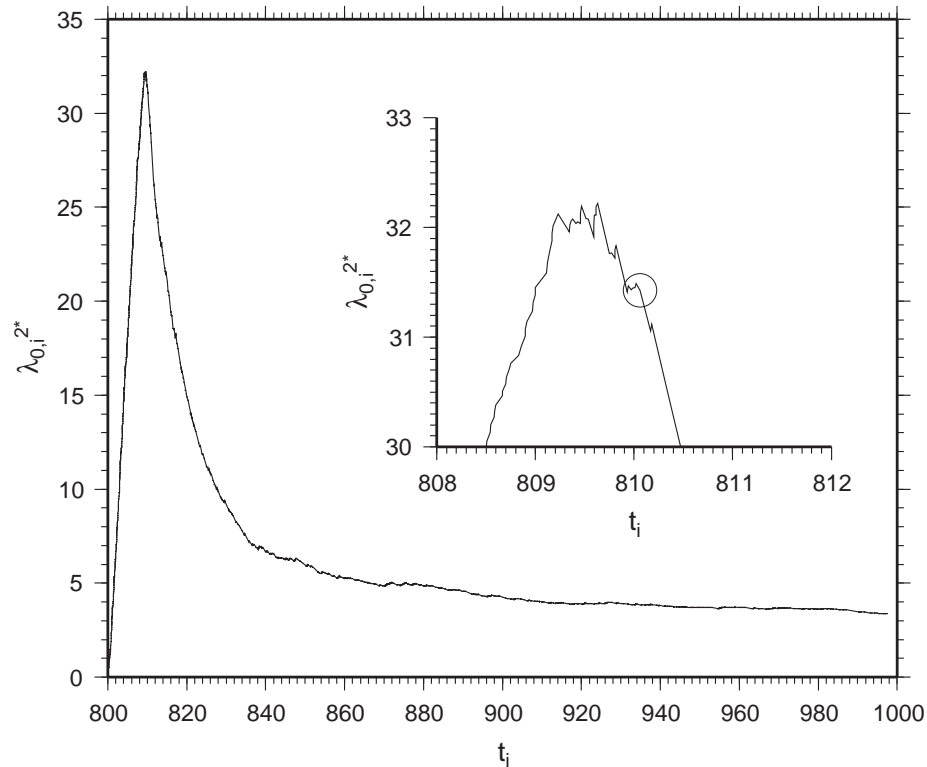


FIG. 4.11 – Variation de la meilleure valeur du taux de fond $\lambda_{0,i}^{2*}$ calculé pour un temps de fin du transitoire t_i . Le cercle représente la valeur pour laquelle la fonction de coût est minimum. Pour cette valeur, le taux de fond est proche de la valeur de 30 séismes par unité de temps, la valeur imposée lors de la génération de la série synthétique.

n'importe quelle forme d'évolution de la déformation transitoire en une série de sauts de valeurs constantes de λ_0 . Cette application reste à implémenter dans des études futures.

3.3 Deuxième méthode

On présente ici une autre méthode qui permet de retrouver la variation du taux de sismicité non-corrélé dans le cas où celui-ci est supposé varier dans le temps. On fait ici l'hypothèse que l'on connaît l'instant où commence le phénomène responsable de la non-stationnarité du taux de fond. L'idée consiste ici à modéliser cette perturbation comme un séisme mais seul dans sa classe de magnitude. On va alors simplement considérer que des séismes sont déclenchés par ce séisme virtuel. Concrètement, on ajoute alors un séisme au moment où commence la perturbation

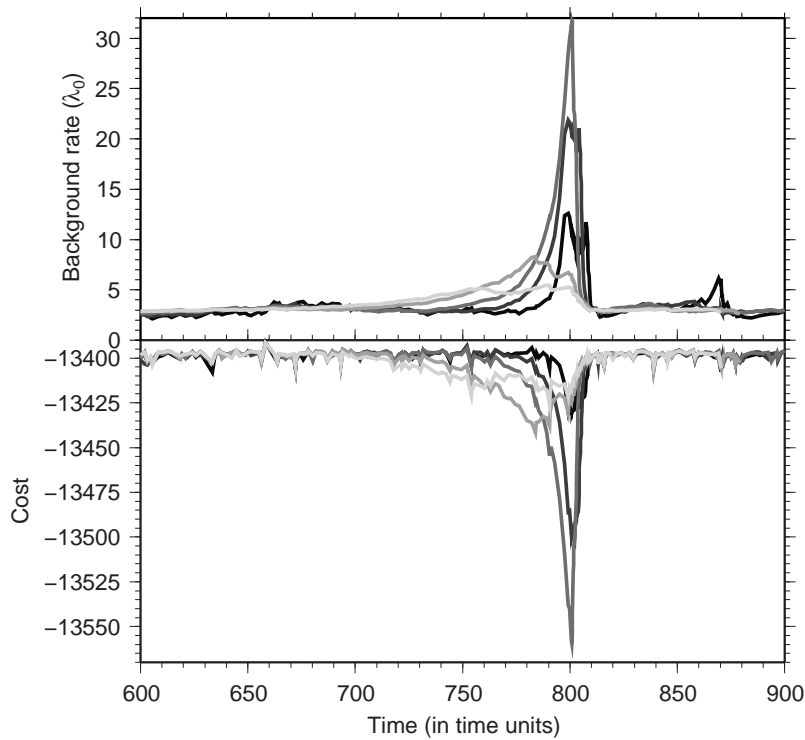


FIG. 4.12 – **En Haut** : Variation du meilleur taux de fond calculé pour la période transitoire en fonction du début de cette période transitoire. Les différents niveaux de gris indiquent les durées de la déformation transitoire, des plus courtes (noires) aux plus longues (blanches). **En Bas** : Valeurs de la fonction coût en fonction des différents scénarios. La valeur minimum de la fonction coût est obtenue pour une perturbation commençant à $t = 800$ et pour une durée proche de celle imposée.

et on assigne à ce séisme une magnitude telle qu'il soit seul dans son intervalle de magnitude. L'effet de fond est finalement la somme du taux de fond stationnaire plus la modification du taux de fond pouvant être directement attribuée au séisme virtuel. Comme pour la première méthode, présentée dans la section précédente, on ne travaille ici aussi que dans le domaine temporel.

On génère à l'aide d'un modèle ETAS des séries temporelles de sismicité synthétiques pour lesquelles le taux de fond est modifié à un instant donné et évolue ensuite selon différents comportements. On représente les résultats obtenus pour trois différents cas (Figure 4.13). Pour chacun de ces trois cas, le taux de fond, lorsqu'il n'est pas perturbé, est constant et vaut $\mu_0 = 3$ par unité de temps. Lorsqu'il est perturbé, le taux de fond suit les évolutions suivantes

1. (A) On impose une variation du taux de fond dans l'intervalle $t \in [800; 900]$. Dans cet intervalle, le taux de fond augmente de façon linéaire avec le temps. Ce cas revêt un intérêt uniquement didactique et ne semble pas correspondre à une évolution clairement identifiée d'un processus tectonique ou magmatique.
2. (B) Le taux de fond est modifié dans l'intervalle $t \in [800; 810]$, il vaut 10 fois plus que dans les deux autres périodes. Ce cas est le même que celui étudié avec la première méthode. Ce cas matérialise l'effet d'une déformation transitoire dont l'activité est constante au cours du temps. Il peut s'agir par exemple de la modification de la vitesse de glissement sur une faille.
3. (C) On fait varier le taux de fond dans l'intervalle $[800; 1000]$. Pendant toute cette durée, le taux de fond décroît en $t^{-0.5}$ mais on impose qu'il ne descende jamais sous la valeur de référence ($\mu_0 = 3$). Ce dernier cas schématise l'effet d'une perturbation qui diminue au cours du temps comme une diffusion. Une telle évolution est souvent envisagée pour décrire la migration de fluides (voir par exemple *Bosl et Nur (2002)*).

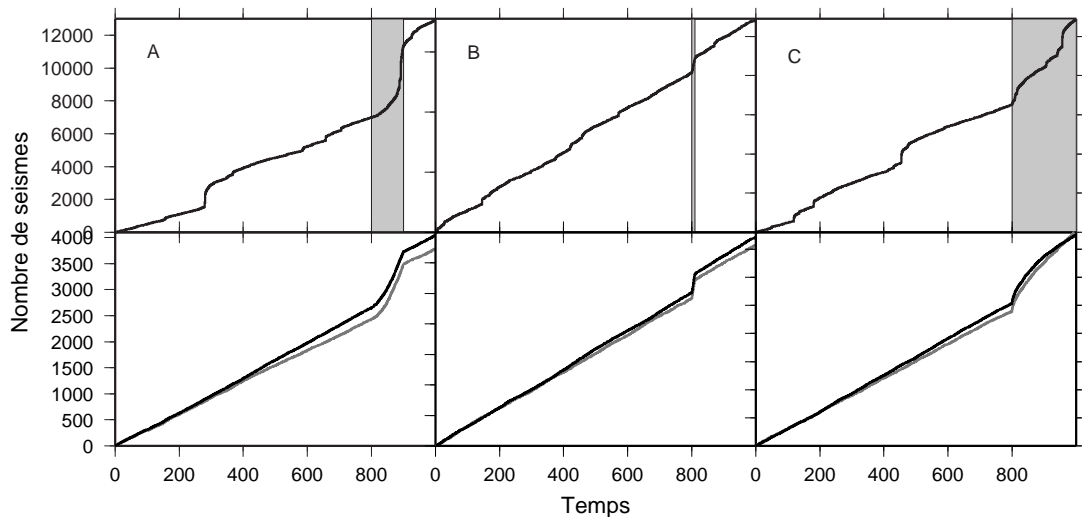


FIG. 4.13 – *En haut* : Variation du nombre total de séismes au cours du temps pour les 3 cas présentés. La période grise, correspond à la période pendant laquelle le taux de sismicité de fond est perturbé. *En bas* : variation du “nombre” de séismes de fond au cours du temps. La courbe noire correspond au valeurs “vraies” de la série synthétique. La courbe grise représente les valeurs obtenues en appliquant la méthode présentée plus haut.

On voit alors que l'on arrive assez bien à reproduire l'évolution du taux de sismicité de fond dans le cas où l'on connaît le moment à partir duquel celui-ci est perturbé. On note toutefois une légère tendance à sous estimer la valeur du taux de fond par rapport à la valeur imposée. Cette deuxième méthode a l'avantage, par rapport à celle présentée précédemment, de ne pas faire d'*a priori* sur la forme de la sismicité recherchée. On est donc ainsi capable de reconstruire l'évolution de la sismicité à partir de n'importe quelle variation de la perturbation de contrainte (et non plus seulement quand cette variation est constante au cours du temps).

3.4 Conclusion

Nous avons montré ici qu'il est possible de distinguer la sismicité déclenchée par un forçage extérieur au système de la sismicité induite par les séismes eux mêmes. En faisant l'hypothèse que le taux de sismicité de fond reflète directement la contrainte imposée au système, nous avons tout d'abord analysé le cas où le taux de fond est stationnaire. Puis, en étendant la méthode pour le cas où le taux de fond est variable dans le temps, nous avons suggérés deux différentes approches qui permettent de retrouver la variation de celui-ci. Ces différentes approches, bien qu'imparfaites, laissent supposer que l'estimation des variations temporelles du taux de fond est possible. Des développements et des tests sont encore nécessaires pour bien évaluer le potentiel et les limites de ces deux méthodes. De plus il sera nécessaire par la suite de rajouter la dimension spatiale, pour suivre également l'étendue géographique de la perturbation transitoire. Ces méthodes devront être capables à terme d'identifier la signature de processus asismiques en profondeur, permettant ainsi de compléter ou de suppléer les données géodésiques habituellement utilisées pour caractériser de tels processus.

Chapitre 5

Conclusion - Perspectives

Ce travail de thèse a été consacré à l'estimation des variations de contrainte, dans différents contextes, et par différentes approches, à partir des variations de sismicité. Une telle approche a été jusqu'à présent rarement entreprise, la plupart des études se focalisant sur le problème direct, c'est à dire la description de la sismicité produite par une perturbation de contrainte. Citons toutefois *Dieterich et al.* (2000); *Helmstetter et Shaw* (2006); *Marsan et Daniel* (2007) qui s'intéressent au problème inverse. L'étude réalisée dans cette thèse a montré que la démarche inverse est possible dans les cas simples qui ont été présentés. Cela permet donc de suivre l'évolution du chargement qui s'applique sur un système considéré à partir de l'observable abondant et facilement accessible qu'est la sismicité. De plus, la connaissance des variations de contrainte qui se produisent à l'intérieur d'un système sont également très utiles pour contraindre les mécanismes physiques qui se déroulent à l'intérieur de celui-ci. Il est alors possible de définir l'importance de différents modèles de transfert de contrainte dans leur rôle vis à vis du déclenchement de la sismicité.

Dans le chapitre 2 sur la variation de contrainte produite par la rupture du séisme de Parkfield de 2004, il apparaît que la contrainte co-sismique produite par ce séisme est très hétérogène. La variation de la constante de temps du glissement post-sismique, pour des aspérités même proches, laisse également supposer que le glissement dans les parties stables de la faille est très variable spatialement. L'essentiel de la sismicité qui s'est produite suite au séisme de Parkfield est donc le fait

de quelques aspérités très actives sismiquement, tandis que de nombreuses aspérités ont une activité très faible suite à ce séisme. Ainsi la loi d'Omori, observée à Parkfield suite au séisme de Septembre 2004, n'est principalement le résultat que des aspérités qui ont subi les plus grandes variations positives de contrainte ce qui va dans le sens du modèle proposé par *Helmstetter et Shaw (2006)*; *Marsan (2006)* pour décrire les répliques, en particulier proches de la faille principale. L'évolution de la sismicité selon la loi d'Omori peut donc être vue comme une description moyenne du comportement collectif des aspérités sur la faille, du moins à Parkfield. Chaque aspérité peut être modélisée de manière quasi-déterministe. Le recours à une description statistique (Omori) n'est donc nécessaire que parce que les aspérités subissent des contraintes très différentes. Ce n'est donc pas le processus sismogénique lui-même qui est complexe (un modèle à seuil suffit) mais bien la perturbation. Ainsi, il ressort que la sismicité est très dépendante des caractéristiques du glissement et notamment des paramètres qui contrôlent la variabilité de ce glissement. Il est alors intéressant d'analyser la corrélation entre différentes formes de glissements et la sismicité générée par ces glissements.

Tout d'abord, il est remarquable de constater que les glissements lents, asismiques, récemment découverts dans les zones de subduction des Cascades, Canada / États-Unis (*Dragert et al., 2001*), du Mexique (*Kostoglodov et al., 2003*) et du Japon (*Ozawa et al., 2002*) ne déclenchent qu'une faible activité sismique en regard du moment total qu'ils relâchent (voir par exemple *Liu et al. (2007)*). Ce paradoxe a été étudié par *Pollitz et Johnston (2006)* qui comparent la sismicité produite par des glissements asismiques et des séismes de même taille et dans la même zone sur la Faille de San Andreas. *Pollitz et Johnston (2006)* montrent alors que les glissements lents n'engendrent que peu de sismicité en comparaison des séismes. Les auteurs concluent en suggérant que le transfert de contrainte dynamique est alors la composante essentielle du déclenchement de la sismicité car il n'y a pas de radiation d'ondes (hautes fréquences) lors des glissements lents. Cependant, on peut également s'interroger si cette différence de sismicité produite n'est pas plutôt la conséquence des propriétés de l'interface sur laquelle s'effectue le glissement. En effet, que ce soit dans les zones de subduction ou sur la faille de San Andreas, le glissement asismique ne

semble pas se produire dans la zone sismogène (il existe cependant des incertitudes importantes sur la localisation de ces glissements). L'interface de frottement stable, sur laquelle se produisent ces glissements lents, présente donc certainement des caractéristiques sensiblement différentes de celle sur laquelle nucléent et se propagent les séismes. Il faut également relativiser les résultats de *Pollitz et Johnston* (2006) dans le sens où il existe aussi des cas où des glissements asismiques déclenchent de la sismicité (voir par exemple *Lohman et McGuire* (2007)).

Une autre observation particulière concerne les ruptures sismiques qui se propagent à des vitesses supérieures à la vitesse des ondes S (“supershear”). Pour ces séismes, il a été observé que la faille, ou les parties de la faille, sur lesquelles le glissement est *supershear*, sont pratiquement dénuées de sismicité (*Bouchon et Karabulut*, 2008). *Bouchon et Karabulut* (2008) suggèrent que le frottement est uniforme sur ces parties de la faille avec peu de répliques. L'absence d'hétérogénéités permet à la rupture de se développer et de se propager rapidement et dans le même temps inhibe l'apparition de fortes variations de contrainte.

Sur le flanc sud du volcan Kilauea à Hawaii, *Dieterich et al.* (2003) montrent que tous les séismes de magnitude $M > 5$ sont suivis d'une baisse de contrainte détectable au travers de l'évolution de la sismicité. Il est surprenant de constater que ces ruptures, qui se propagent sur le plan de décollement de l'édifice volcanique, inhibent la sismicité alors que de telles baisses de sismicité sont extrêmement rares. Il est possible de voir dans ces baisses de sismicité, le résultat d'une chute de contrainte très homogène dans le cadre du modèle *rate-and-state* (*Marsan*, 2006; *Helmstetter et Shaw*, 2006). Il est tout à fait remarquable de constater que le plan de décollement sur lequel se sont produits ces séismes est supposé être une interface épaisse et peu rugueuse composée de sédiments (*Nakamura*, 1980).

Enfin nous pouvons également noter que les séismes profonds ($> 300\text{km}$) engendrent également très peu de répliques (voir par exemple *Frohlich* (1989) et *Wiens et Gilbert* (1996)). De plus ces événements profonds sont associés à une variation de leur style de rupture par rapport aux événements superficiels (*Houston et Vidale*,

1994). *Houston et Vidale* (1994) suggèrent que ce changement du style de rupture avec la profondeur est le résultat de l'homogénéisation des propriétés des matériaux au fur et à mesure de la descente du slab plus en profondeur.

Tous ces cas montrent l'importance de l'hétérogénéité de la rupture sismique dans la génération des répliques. Dans notre étude sur Parkfield, il n'a malheureusement pas été possible de contraindre la variation de la contrainte co-sismique avec la distance de manière suffisamment précise pour en dégager un exposant de Hurst caractéristique de la "rugosité" du champ de contrainte (*Schmittbuhl et al.*, 2006). Cependant, nous avons réussi à obtenir des informations sur la variation de contrainte avec une bien meilleure résolution que celle habituellement obtenue par l'inversion cinématique du glissement. Il serait intéressant de tester si la méthode appliquée Parkfield peut être également utilisée pour d'autres séismes. Cela permettrait d'une part de généraliser les résultats trouvés à Parkfield et d'obtenir des estimations de la chute de contrainte cosismique pour de nombreuses failles.

Le travail réalisé dans la partie 3 a permis d'expliquer l'évolution d'observables enregistrés à la surface d'un volcan basaltique. La plupart du temps, les observatoires volcanologiques enregistrent différents paramètres qui témoignent de l'activité du volcan étudié (sismicité, déformations, gaz ...). Ces paramètres servent à fixer des valeurs de référence définies en période non-éruptive. L'imminence d'une éruption est alors signalée par l'écart de l'un ou de plusieurs de ces paramètres par rapport à leur valeur de référence. Cependant bien que cette approche puisse, dans certains cas, apporter des résultats intéressants (au Piton de la Fournaise, toutes les éruptions sont prédites par une augmentation de la sismicité dans les heures/jours qui la précède), il n'en reste pas moins que cette approche : i) n'est pas satisfaisante dans certains cas (exemple du Tungurahua en 1999), ii) ne permet pas d'estimer l'intensité du phénomène à venir, iii) n'apporte aucune connaissance sur les mécanismes physiques se déroulant à l'intérieur du volcan. Les données issues des observatoires volcanologiques ne doivent donc pas être seulement utilisées dans le but d'une prévision à court terme. Il est important de proposer des modèles et des mécanismes qui peuvent rendre compte de l'évolution globale de l'édifice volcanique. De plus même

si chaque volcan est le résultat d'une évolution qui lui est propre, les mécanismes de transfert de magma et ceux associés à la dynamique du volcan ne sont certainement pas limités à un volcan particulier. Il convient donc d'étudier des mécanismes qui apportent une connaissance sur l'état du volcan, qui ne sont pas limités à un volcan particulier et qui peuvent être identifiés par les signaux en surface. C'est cette approche qui a été réalisée dans l'étude des signaux induits par le remplissage d'un réservoir magmatique sur les volcans basaltiques. Il a ainsi été possible de montrer que ce phénomène volcanique est identifiable en surface. L'identification d'un tel phénomène rend alors possible une meilleure anticipation de l'activité volcanique à venir.

Dans un dernier temps, l'étude de l'auto-entretien a montré qu'il était possible d'estimer la variation de sismicité produite par un chargement supposé uniforme, comme c'est le cas en Californie du sud, en s'affranchissant des interactions entre séismes. L'application pour le cas où le chargement n'est pas stationnaire requiert encore des développements méthodologiques pour être directement applicable. Les méthodes présentées ici pour résoudre ce problème fournissent des résultats intéressants mais elles ne permettent pas une application systématique car elles nécessitent une information *a priori* (par exemple connaître le temps d'initiation de la déformation transitoire). Le développement de cette méthode devrait permettre notamment de calculer la variation de sismicité produite directement par des phénomènes pour lesquels le signal de sismicité est supposé être fortement non-stationnaire (intrusion de dike, déclenchement dynamique dans les zones géothermiques ...). Cela autorisera alors une modélisation des mécanismes et des transferts de contrainte responsables des ces variations de sismicité.

Enfin, toutes les études qui ont été réalisées au cours de cette thèse ont pu voir le jour grâce à une instrumentation continue, déployée aussi bien sur les édifices volcaniques qu'à proximité des failles. C'est en analysant des données sur des périodes de temps de plusieurs années (23 ans dans le cas de Parkfield par exemple) que l'on a pu mettre en évidence les dynamiques et les mécanismes décrits dans cette thèse. Il est donc important de concevoir des réseaux qui permettent une observation dans

le temps la plus longue possible. Même s'il est difficile et coûteux de maintenir une instrumentation homogène au cours du temps, c'est un effort nécessaire pour comprendre la dynamique de phénomènes qui se produisent à des échelles de temps très variables.

Bibliographie

- Abercrombie, R. E. (1995), Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 m_L using seismograms recorded at 2.5-km depth, *J. Geophys. Res.*, *100*, 24,015–24,036, doi :10.1029/95JB02397.
- Akaike, H. (1974), A new look at the statistical model identification, *IEEE Transactions on Automatic Control*, *19*(6), 716–723.
- Aki, K. (1956), Some problems in statistical seismology, *Zisin*, *8*, 205–228.
- Aki, K., et V. Ferrazzini (2000), Seismic monitoring and modeling of an active volcano for prediction, *J. Geophys. Res.*, *105*(B7), 16,617–16,640.
- Aki, K., et V. Ferrazzini (2001), Comparison of Mount Etna, Kilauea, and Piton de la Fournaise by a quantitative modeling of their eruption histories, *J. Geophys. Res.*, *106*(B3), 4091–4102.
- Allmann, B. P., et P. M. Shearer (2007), Spatial and temporal stress drop variations in small earthquakes near Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, *112*, 4305–+, doi :10.1029/2006JB004395.
- Amelung, F., S.-H. Yun, T. R. Walter, P. Segall, et S.-W. Kim (2007), Stress Control of Deep Rift Intrusion at Mauna Loa Volcano, Hawaii, *Science*, *316*, 1026–, doi : 10.1126/science.1140035.
- Amitrano, D., J. R. Grasso, et G. Senfaute (2005), Seismic precursory patterns before a cliff collapse and critical point phenomena, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, 8314–+, doi :10.1029/2004GL022270.
- Ampuero, J.-P., et A. M. Rubin (2008), Earthquake nucleation on rate and state faults - Aging and slip laws, *J. Geophys. Res.*, *113*, doi :10.1029/2007JB005082.

- Andrews, D. J. (1980), A stochastic fault model 1. Static case, *J. Geophys. Res.*, *85*, 3867–3877.
- Atkinson, B. K. (1984), Subcritical crack growth in geological materials, *J. Geophys. Res.*, *89*, 4077–4114.
- Baher, S., C. Thurber, K. Roberts, et C. Rowe (2003), Relocation of seismicity preceding the 1984 eruption of Mauna Loa Volcano, Hawaii : Delineation of a possible failed rift, *J. Volc. Geoth. Res.*, *128*, 327–339.
- Bak, P., C. Tang, et K. Wiesenfeld (1988), Self-organized criticality, *Physical Review A*, *38*, 364–374.
- Bakun, W. H., et T. V. McEvilly (1984), Recurrence models and Parkfield, California, earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *89*, 3051–3058.
- Bakun, W. H., B. Aagaard, B. Dost, W. L. Ellsworth, J. L. Hardebeck, R. A. Harris, C. Ji, M. J. S. Johnston, J. Langbein, J. J. Lienkaemper, A. J. Michael, J. R. Murray, R. M. Nadeau, P. A. Reasenber, M. S. Reichle, E. A. Roeloffs, A. Shakal, R. W. Simpson, et F. Waldhauser (2005), Implications for prediction and hazard assessment from the 2004 Parkfield earthquake, *Nature*, *437*, 969–974, doi :10.1038/nature04067.
- Barka, A., H. S. Akyuz, E. Altunel, G. Sunal, Z. Cakir, A. Dikbas, B. Yerli, R. Armijo, B. Meyer, J. B. de Chabalier, T. Rockwell, J. R. Dolan, R. Hartleb, T. Dawson, S. Christofferson, A. Tucker, T. Fumal, R. Langridge, H. Stenner, W. Lettis, J. Bachhuber, et W. Page (2002), The Surface Rupture and Slip Distribution of the 17 August 1999 Izmit Earthquake (M 7.4), North Anatolian Fault, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *92*(1), 43–60, doi :10.1785/0120000841.
- Battaglia, J., V. Ferrazzini, T. Staudacher, K. Aki, et J.-L. Cheminée (2005), Pre-eruptive migration of earthquakes at the Piton de la Fournaise volcano, Réunion Island, *Geophys. J. Int.*, *161*, 549–558.
- Ben-Zion, Y., et V. Lyakhovsky (2006), Analysis of aftershocks in a lithospheric model with seismogenic zone governed by damage rheology, *Geophys. Jour. Int.*, *165*, 197–210, doi :10.1111/j.1365-246X.2006.02878.x.

- Bernard, P., F. Boudin, S. Sacks, A. Linde, P.-A. Blum, C. Courteille, M.-F. Esnault, H. Castarède, S. Felekis, et H. Billiris (2004), Continuous strain and tilt monitoring on the Trizonia Island, Rift of Corinth, Greece, *Comptes Rendus Geosciences*, vol. 336, issue 4-5, pp. 313-323, 336, 313–323, doi :10.1016/j.crte.2003.11.015.
- Bernard, P., H. Lyon-Caen, P. Briole, A. Deschamps, F. Boudin, K. Makropoulos, P. Papadimitriou, F. Lemeille, G. Patau, H. Billiris, D. Paradissis, K. Papazissi, H. Castarede, O. Charade, A. Nercessian, A. Avallone, F. Pacchiani, J. Zahradnik, S. Sacks, et A. Linde (2005), Seismicity, deformation and seismic hazard in the western rift of Corinth : New insights from the Corinth Rift Laboratory (CRL), *Tectonophysics*, 426, 7–30.
- Beroza, G. C. (1991), Near-source modeling of the Loma-Prieta earthquake : evidence for heterogeneous slip and implications for earthquake hazard, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 81 (5), 1603–1621.
- Bonvalot, S., D. Remy, C. Deplus, M. Diament, et G. Gabalda (2008), Insights on the March 1998 eruption at Piton de la Fournaise volcano (La Réunion) from microgravity monitoring, *J. Geophys. Res.*, 113, doi :10.1029/2007JB005084.
- Bosl, W. J., et A. Nur (2002), Aftershocks and pore fluid diffusion following the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, 107, 2366–+, doi :10.1029/2001JB000155.
- Bouchon, M. (1997), The state of stress on some faults of the San Andreas system as inferred from near-field strong motion data, *J. Geophys. Res.*, 102, 11,731–11,744, doi :10.1029/97JB00623.
- Bouchon, M., et H. Karabulut (2008), The Aftershock Signature of Supershear Earthquakes, *Science*, 320(5881), 1323–1325, doi :10.1126/science.1155030.
- Bourouis, S., et P. Bernard (2007), Evidence for coupled seismic and aseismic fault slip during water injection in the geothermal site of Soultz (France), and implications for seismogenic transients, *Geophys. Jour. Int.*, 169, 723–732, doi : 10.1111/j.1365-246X.2006.03325.x.

- Bowman, D. D., G. Ouillon, C. G. Sammis, A. Sornette, et D. Sornette (1998), An observational test of the critical earthquake concept, *J. Geophys. Res.*, *103*, 24,359–24,372, doi :10.1029/98JB00792.
- Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, et A. Nercessian (2008), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nature Geoscience*, *2*, 126–130.
- Brodsky, E. E. (2006), Long-range triggered earthquakes that continue after the wave train passes, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 15,313–+, doi :10.1029/2006GL026605.
- Cayol, V., J. H. Dieterich, A. T. Okamura, et A. Miklius (2000), High magma storage rates before the 1983 eruption of Kilauea, Hawaii, *Science*, *288*, 2343–2345.
- Chastin, S. F. M., et I. G. Main (2003), Statistical analysis of daily event rate as precursor to volcanic eruptions, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1671–1674.
- Collombet, M., J.-R. Grasso, et V. Ferrazzini (2003), Seismicity rate before eruptions on Piton de la Fournaise volcano : Implications for eruption dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 2099–2103.
- Custódio, S., et R. J. Archuleta (2007), Parkfield earthquakes : Characteristic or complementary ?, *J. Geophys. Res.*, *112*, 5310–+, doi :10.1029/2006JB004617.
- Custódio, S., P. Liu, et R. J. Archuleta (2005), The 2004 m_w 6.0 Parkfield, California, earthquake : Inversion of near-source ground motion using multiple data sets, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, 23,312–+, doi :10.1029/2005GL024417.
- Das, S., et C. Henry (2003), Spatial relation between main earthquake slip and its aftershock distribution, *Reviews of Geophysics*, *41*, 1013–+, doi : 10.1029/2002RG000119.
- De la Cruz-Reyna, S., et G. Reyes-Dávila (2001), A model to describe precursory material-failure phenomena : applications to short-term forecasting at colima volcano, Mexico, *Bull. Volcanol.*, *63*, 297–308, doi :10.1007/s004450100152.

- Decker, R. W., R. Y. Koyanagi, J. J. Dvorak, J. P. Lockwood, A. T. Okamura, K. M. Yamashita, et W. R. Tanigawa (1983), Seismicity and surface deformation of Mauna-Loa Volcano, Hawaii, *EOS*, *64*(37), 545–547.
- Delaney, P. T., et D. F. McTigue (1994), Volume of magma accumulation or withdrawal estimated from surface uplift or subsidence, with application to the 1960 collapse of Kilauea Volcano, *Bull. Volcanol.*, *56*, 417–424.
- Delaney, P. T., R. S. Fiske, A. Miklius, A. T. Okamura, et M. K. Sako (1990), Deep magma body beneath the summit and rift zones of Kilauea volcano, Hawaii, *Science*, *247*, 1311–1316.
- Dieterich, J. (1994), A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering, *J. Geophys. Res.*, *99*, 2601–2618.
- Dieterich, J., V. Cayol, et P. Okubo (2000), The use of earthquake rate changes as a stress meter at Kilauea volcano, *Nature*, *408*, 457–460.
- Dieterich, J. H. (1992), Earthquake nucleation on faults with rate- and state-dependent strength, *Tectonophysics*, *211*, 115–134.
- Dieterich, J. H., et B. D. Kilgore (1994), Direct observation of frictional contacts : New insights for state-dependent properties, *Pure and Applied Geophysics*, *143*, 283–302.
- Dieterich, J. H., et P. G. Okubo (1996), An unusual pattern of recurring seismic quiescence at Kalapana, Hawaii, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 447–450, doi : 10.1029/96GL00009.
- Dieterich, J. H., V. Cayol, et P. Okubo (2003), Stress changes before and during the Puu Oo-Kupianaha eruption, *U. S. Geological Survey Professional Paper*, (1676), 187–202.
- Dragert, H., K. Wang, et T. S. James (2001), A Silent Slip Event on the Deeper Cascadia Subduction Interface, *Science*, *292*, 1525–1528.

- Dreger, D., R. M. Nadeau, et A. Chung (2007), Repeating earthquake finite source models : Strong asperities revealed on the San Andreas Fault, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, 23,302–+, doi :10.1029/2007GL031353.
- Dvorak, J. J., et A. T. Okamura (1987), *Volcanism in Hawaii*, chap. 46 - A hydraulic model to explain variations in summit tilt rate at Kilauea and Mauna-Loa volcanoes, pp. 1281–1296, U.S. Geological Survey, Professional Paper 1350.
- Dzurisin, D., L. A. Anderson, G. P. Eaton, R. Y. Koyanagi, P. W. Lipman, J. P. Lockwood, R. T. Okamura, G. S. Puniwai, M. K. Sako, et K. M. Yamashita (1980), Geophysical observations of Kilauea Volcano, Hawaii. 2. Constraints on the magma supply during November 1975 - September 1977, *J. Volc. Geoth. Res.*, *7*, 241–269.
- Dzurisin, D., R. Y. Koyanagi, et T. T. English (1984), Magma supply and storage at Kilauea volcano, Hawaii 1956-1983, *J. Volc. Geoth. Res.*, *21*, 177–206.
- Felzer, K. R., et E. E. Brodsky (2005), Testing the stress shadow hypothesis, *J. Geophys. Res.*, *110*, 5–+, doi :10.1029/2004JB003277.
- Felzer, K. R., et E. E. Brodsky (2006), Decay of aftershock density with distance indicates triggering by dynamic stress, *Nature*, *441*, 735–738, doi : 10.1038/nature04799.
- Felzer, K. R., T. W. Becker, R. E. Abercrombie, G. Ekström, et J. R. Rice (2002), Triggering of the 1999 M_W 7.1 Hector Mine earthquake by aftershocks of the 1992 M_W 7.3 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2190–+, doi : 10.1029/2001JB000911.
- Feuillet, N., C. Nostro, C. Chiarabba, et M. Cocco (2004), Coupling between earthquake swarms and volcanic unrest at the Alban Hills Volcano (central Italy) modeled through elastic stress transfer, *J. Geophys. Res.*, *109*, 2308–+, doi : 10.1029/2003JB002419.
- Feuillet, N., M. Cocco, C. Musumeci, et C. Nostro (2006), Stress interaction between seismic and volcanic activity at Mt Etna, *Geophys. Jour. Int.*, *164*, 697–718, doi : 10.1111/j.1365-246X.2005.02824.x.

- Fischer, T., et J. Horálek (2005), Slip-generated patterns of swarm microearthquakes from West Bohemia/Vogtland (central Europe) : Evidence of their triggering mechanism?, *J. Geophys. Res.*, *110*, 5–+, doi :10.1029/2004JB003363.
- Frankel, A. (1991), High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on faults, *J. Geophys. Res.*, *96*, 6291–6302.
- Freed, A. M. (2007), Afterslip (and only afterslip) following the 2004 Parkfield, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, 6312–+, doi :10.1029/2006GL029155.
- Freed, A. M., et J. Lin (2001), Delayed triggering of the 1999 Hector mine earthquake by viscoelastic stress transfer, *Nature*, *411*, 180–183.
- Frohlich, C. (1989), The Nature of Deep-Focus Earthquakes, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *17*, 227–+, doi :10.1146/annurev.earth.17.050189.001303.
- Garcimartin, A., A. Guarino, L. Bellon, et S. Ciliberto (1997), Statistical properties of fracture precursors, *Physical Review Letters*, *79*(17), 3202–3205.
- Gardner, J. K., et L. Knopoff (1974), Is the sequence of earthquakes in Southern California, with aftershocks removed, Poissonian?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *64*(5), 1363–1367.
- Gillard, D., M. Wyss, et J. S. Nakata (1992), A seismotectonic model for western Hawaii based on stress tensor inversion from fault plane solutions, *J. Geophys. Res.*, *97*, 6629–6641.
- Gillard, D., M. Wyss, et P. Okubo (1996), Type of faulting and orientation of stress and strain as a function of space and time in Kilauea's south flank, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *101*(B7), 16,025–16,042.
- Got, J.-L., et P. Okubo (2003), New insights into Kilauea's volcano dynamics brought by large-scale relative relocation of microearthquakes, *J. Geophys. Res.*, *108*, 2337–+, doi :10.1029/2002JB002060.

- Got, J.-L., J. Frechet, et F. W. Klein (1994), Deep fault plane geometry inferred from multiplet relative relocation beneath the south flank of Kilauea, *J. Geophys. Res.*, *99*, 15,375–+.
- Grasso, J. R., et P. Bachelery (1995), Hierarchical organization as a diagnostic approach to volcano mechanics : Validation on Piton de la Fournaise, *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 2897–2900, doi :10.1029/95GL01786.
- Grasso, J.-R., et D. Sornette (1998), Testing self-organized criticality by induced seismicity, *J. Geophys. Res.*, *103*, 29,965–29,988, doi :10.1029/97JB01344.
- Hainzl, S., et T. Fischer (2002), Indications for a successively triggered rupture growth underlying the 2000 earthquake swarm in Vogtland/NW Bohemia, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2338–+, doi :10.1029/2002JB001865.
- Hainzl, S., T. Kraft, J. Wassermann, H. Igel, et E. Schmedes (2006), Evidence for rainfall-triggered earthquake activity, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 19,303–+, doi : 10.1029/2006GL027642.
- Hanks, T. C. (1992), Small earthquakes, tectonic forces, *Science*, *256*, 1430–1432.
- Hanks, T. C., et H. Kanamori (1979), A moment magnitude scale, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2348–2350.
- Hardebeck, J. (2007), Pitfalls of Estimating Background Seismicity Rates from Interevent-time Statistics, *AGU Fall Meeting Abstracts*, pp. C713+.
- Hardebeck, J. L., J. B. D. D. R. Goel, V. Graizera, K. H. C. Ji, L. Jones, J. Langbein, et J. Lin (2004), Preliminary Report on the 22 December 2003, M 6.5 San Simeon, California Earthquake , *Seism. Res. Lett.*, *75*(2), 155–172.
- Hardebeck, J. L., K. R. Felzer, et A. J. Michael (2008), Improved tests reveal that the accelerating moment release hypothesis is statistically insignificant, *J. Geophys. Res.*, *113*, doi :doi :10.1029/2007JB005410.
- Harris, R. A., et P. Segall (1987), Detection of a locked zone at depth on the Parkfield, California, segment of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, *92*, 7945–7962.

- Harris, R. A., et R. W. Simpson (2002), The 1999 Mw 7.1 Hector Mine, California, Earthquake : A Test of the Stress Shadow Hypothesis?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *92*(4), 1497–1512, doi :10.1785/0120000913.
- Helmstetter, A. (2003), Is Earthquake Triggering Driven by Small Earthquakes?, *Physical Review Letters*, *91*(5), 058,501–+, doi :10.1103/PhysRevLett.91.058501.
- Helmstetter, A., et B. E. Shaw (2006), Relation between stress heterogeneity and aftershock rate in the rate-and-state model, *J. Geophys. Res.*, *111*, 7304–+, doi : 10.1029/2005JB004077.
- Helmstetter, A., Y. Y. Kagan, et D. D. Jackson (2005), Importance of small earthquakes for stress transfers and earthquake triggering, *J. Geophys. Res.*, *110*, 5–+, doi :10.1029/2004JB003286.
- Herrero, A., et P. Bernard (1984), A Kinematic self-similar rupture process for earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *84*(4), 1216–1228.
- Hill, D. P. (1977), A model for earthquakes swarms, *J. Geophys. Res.*, *82*, 1347–1352.
- Hill, D. P., P. A. Reasenber, A. Michael, W. J. Arabaz, G. Beroza, D. Brumbaugh, J. N. Brune, R. Castro, S. Davis, et D. Depolo (1993), Seismicity remotely triggered by the magnitude 7.3 Landers, California, earthquake, *Science*, *260*, 1617–1623.
- Houston, H., et J. E. Vidale (1994), The Temporal Distribution of Seismic Radiation During Deep Earthquake Rupture, *Science*, *265*, 771–774.
- Imanishi, K., W. L. Ellsworth, et S. G. Prejean (2004), Earthquake source parameters determined by the SAFOD Pilot Hole seismic array, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 12–+, doi :10.1029/2004GL019420.
- Jenatton, L., R. Guiguet, F. Thouvenot, et N. Daix (2007), The 16,000-event 2003-2004 earthquake swarm in Ubaye (French Alps), *J. Geophys. Res.*, *112*.
- Johansen, A., et D. Sornette (2000), Critical ruptures, *Eur. Phys. J. B*, *18*, 163–181.

- Johanson, I. A., E. J. Fielding, F. Rolandone, et R. Burgmann (2006), Coseismic and Postseismic Slip of the 2004 Parkfield Earthquake from Space-Geodetic Data, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*(4B), S269–282, doi :10.1785/0120050818.
- Johnson, D. J. (1992), Dynamics of magma storage in the summit reservoir of Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *97*, 1807–1820.
- Johnson, D. J., F. Sigmundsson, et P. T. Delaney (2000), Comment on " Volume of magma accumulation or withdrawal estimated from surface uplift or subsidence, with application to the 1960 collapse of Kilauea volcano" by P. T. Delaney and D. F. McTigue, *Bulletin of Volcanology*, *61*, 491–493.
- Kagan, Y. Y. (2004), Short-Term Properties of Earthquake Catalogs and Models of Earthquake Source, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *94*(4), 1207–1228, doi : 10.1785/012003098.
- Kanamori, H., et D. L. Anderson (1975), Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *65*(5), 1073–1095.
- Karpin, T. L., et C. H. Thurber (1987), The relationship between earthquake swarms and magma transport : Kilauea volcano, Hawaii, *Pure Appl. Geophys.*, *125*, 971–991.
- Kilburn, C. R. J., et P. R. Sammonds (2005), Maximum warning times for imminent volcanic eruptions, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, doi :10.1029/2005GL024184.
- Kilburn, C. R. J., et B. Voight (1998), Slow rock fracture as eruption precursor at Soufriere Hills volcano, Montserrat, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3665–3668.
- Kim, A., et D. S. Dreger (2008), Rupture process of the 2004 Parkfield earthquake from near-fault seismic waveform and geodetic records, *J. Geophys. Res.*, *113*, 7308–+, doi :10.1029/2007JB005115.
- Klein, F. W., R. Y. Koyanagi, J. S. Nakata, et W. R. Tanigawa (1987), *Volcanism in Hawaii*, chap. 43 - The seismicity of Kilauea's magma system, pp. 1019–1186, U.S. Geological Survey, Professional Paper 1350.

- Knopoff, L. (1964), The statistics of earthquakes in southern California, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *54*(6), 1871–1873.
- Kostoglodov, V., S. K. Singh, J. A. Santiago, S. I. Franco, K. M. Larson, A. R. Lowry, et R. Bilham (2003), A large silent earthquake in the Guerrero seismic gap, Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(15), 150,000–1.
- Lahaie, F., et J. R. Grasso (1998), A fluid-rock interaction cellular automaton of volcano mechanics : Application to the Piton de la Fournaise, *J. Geophys. Res.*, *103*, 9637–9650, doi :10.1029/98JB00202.
- Langbein, J., J. R. Murray, et H. A. Snyder (2006), Coseismic and Initial Postseismic Deformation from the 2004 Parkfield, California, Earthquake, Observed by Global Positioning System, Electronic Distance Meter, Creepmeters, and Borehole Strainmeters, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*(4B), S304–320, doi :10.1785/0120050823.
- Lénat, J., et P. Bachèlery (1990), Structure et fonctionnement de la zone centrale du Piton de la Fournaise, *Le Volcanisme de la Réunion - Monographie, CRV, Clermond -Ferrand*, pp. 257–296.
- Liu, P., S. Custodio, et R. J. Archuleta (2006), Kinematic Inversion of the 2004 M 6.0 Parkfield Earthquake Including an Approximation to Site Effects, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*(4B), S143–158, doi :10.1785/0120050826.
- Liu, Y., J. R. Rice, et K. M. Larson (2007), Seismicity variations associated with aseismic transients in Guerrero, Mexico, 1995–2006, *Earth and Planetary Science Letters*, *262*, 493–504, doi :10.1016/j.epsl.2007.08.018.
- Lockwood, J. P., J. J. Dvorak, T. T. English, R. Y. Koyanagi, A. T. Okamura, M. L. Summers, et W. R. Tanigawa (1987), *Volcanism in Hawaii*, chap. Mauna-Loa 1974–1984 : A decade of intrusive and extrusive activity, U.S. Geological Survey, Professional Paper 1350.
- Lohman, R. B., et J. J. McGuire (2007), Earthquake swarms driven by aseismic creep in the Salton Trough, California, *J. Geophys. Res.*, *112*, 4405–+, doi : 10.1029/2006JB004596.

- Lu, Z., T. Masterlark, D. Dzurisin, R. Rykhus, et C. Wicks (2003), Magma supply dynamics at Westdahl volcano, Alaska, modeled from satellite radar interferometry, *J. Geophys. Res.*, *108*, 2354–+, doi :10.1029/2002JB002311.
- Lyakhovsky, V., Y. Ben-Zion, et A. Agnon (1997), Distributed damage, faulting, and friction, *J. Geophys. Res.*, *102*, 27,635–27,650, doi :10.1029/97JB01896.
- Ma, K.-F., C.-H. Chan, et R. S. Stein (2005), Response of seismicity to Coulomb stress triggers and shadows of the 1999 $M_w = 7.6$ Chi-Chi, Taiwan, earthquake, *J. Geophys. Res.*, *110*, 5–+, doi :10.1029/2004JB003389.
- Ma, S., S. Custódio, R. J. Archuleta, et P. Liu (2008), Dynamic modeling of the 2004 m_w 6.0 parkfield, california, earthquake, *J. Geophys. Res.*, *113*, 2301–+, doi :10.1029/2007JB005216.
- Manighetti, I., M. Campillo, C. Sammis, P. M. Mai, et G. King (2005), Evidence for self-similar, triangular slip distributions on earthquakes : Implications for earthquake and fault mechanics, *J. Geophys. Res.*, *110*, 5302–+, doi : 10.1029/2004JB003174.
- Marone, C. (1998), The effect of loading rate on static friction and the rate of fault healing during the earthquake cycle, *Nature*, *391*, 69–72, doi :10.1038/34157.
- Marone, C., J. E. Vidale, et W. L. Ellsworth (1995), Fault healing inferred from time dependent variations in source properties of repeating earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 3095–3098, doi :10.1029/95GL03076.
- Marone, C. J., C. H. Scholz, et R. Bilham (1991), On the mechanics of earthquake afterslip, *J. Geophys. Res.*, *96*, 8441–8452.
- Marsan, D. (2003), Triggering of seismicity at short timescales following Californian earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *108*, 2266–+, doi :10.1029/2002JB001946.
- Marsan, D. (2005), The role of small earthquakes in redistributing crustal elastic stress, *Geophys. Jour. Int.*, *163*, 141–151, doi :10.1111/j.1365-246X.2005.02700.x.

- Marsan, D. (2006), Can coseismic stress variability suppress seismicity shadows? Insights from a rate-and-state friction model, *J. Geophys. Res.*, *111*, 6305–+, doi :10.1029/2005JB004060.
- Marsan, D., et G. Daniel (2007), Measuring the heterogeneity of the coseismic stress change following the 1999 m_w 7.6 Chi-Chi earthquake, *J. Geophys. Res.*, *112*, 7305–+, doi :10.1029/2006JB004651.
- Marsan, D., et O. Lengliné (2008), Extending Earthquakes' Reach Through Cascading, *Science*, *319*, 1076–, doi :10.1126/science.1148783.
- McNutt, S. R. (1996), *Monitoring and mitigation of Volcano Hazards*, chap. 1 - Seismic monitoring and eruption forecasting of volcanoes : A review of the state-of-the-art and case histories, pp. 99–146, Springer-Verlag.
- Miller, S. A., C. Collettini, L. Chiaraluce, M. Cocco, M. Barchi, et B. J. P. Kaus (2004), Aftershocks driven by a high-pressure CO_2 source at depth, *Nature*, *427*, 724–727.
- Montési, L. G. J. (2004), Controls of shear zone rheology and tectonic loading on postseismic creep, *J. Geophys. Res.*, *109*, 10,404–+, doi :10.1029/2003JB002925.
- Murray, J., et J. Langbein (2006), Slip on the San Andreas Fault at Parkfield, California, over Two Earthquake Cycles, and the Implications for Seismic Hazard, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*(4B), S283–303, doi :10.1785/0120050820.
- Murray, J. R., et P. Segall (2005), Spatiotemporal evolution of a transient slip event on the San Andreas fault near Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, *110*, 9407–+, doi :10.1029/2005JB003651.
- Murray, J. R., P. Segall, P. Cervelli, W. Prescott, et J. Svarc (2001), Inversion of GPS data for spatially variable slip-rate on the San Andreas Fault near Parkfield, CA, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 359–362, doi :10.1029/2000GL011933.
- Nadeau, R. M., et L. R. Johnson (1998), Seismological studies at Parkfield VI : Moment release rates and estimates of source parameters for small repeating earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *88*(3), 790–814.

- Nadeau, R. M., et T. V. McEvilly (1997), Seismological studies at Parkfield V : Characteristic microearthquake sequences as fault-zone drilling targets, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 87(6), 1463–1472.
- Nadeau, R. M., et T. V. McEvilly (1999), Fault Slip Rates at Depth from Recurrence Intervals of Repeating Microearthquakes, *Science*, 285(5428), 718–721, doi :10.1126/science.285.5428.718.
- Nadeau, R. M., W. Foxall, et T. V. McEvilly (1995), Clustering and Periodic Recurrence of Microearthquakes on the San Andreas Fault at Parkfield, California, *Science*, 267, 503–507.
- Nakamura, K. (1980), Why do long rift zones develop better in Hawaiian volcanoes? a possible role of thick oceanic sediments., *Bull. Volcanol. Soc. Jp.*, 25, 255–269.
- Nostro, C., R. S. Stein, M. Cocco, M. E. Belardinelli, et W. Marzocchi (1998), Two-way coupling between Vesuvius eruptions and southern Apennine earthquakes, Italy, by elastic stress transfer, *J. Geophys. Res.*, 103, 24,487–24,504, doi :10.1029/98JB00902.
- Ogata, Y., et K. Katsura (1988), Likelihood analysis of spatial inhomogeneity for marked point patterns, *Annals of the Institute of Statistical Mathematics*, 40(1), 29–39.
- Ogata, Y., L. M. Jones, et S. Toda (2003), When and where the aftershock activity was depressed : Contrasting decay patterns of the proximate large earthquakes in southern California, *J. Geophys. Res.*, 108, 2318–+, doi :10.1029/2002JB002009.
- Ohminato, T., B. A. Chouet, P. Dawson, et S. Kedar (1998), Waveform inversion of very long period impulsive signals associated with magmatic injection beneath Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, 103, 23,839–23,862, doi : 10.1029/98JB01122.
- Omori, F. (1894), On the aftershocks of earthquakes, *Journal of College Science, Imperial University of Tokyo*, 7(111).

- Ozawa, S., M. Murakami, M. Kaidzu, T. Tada, T. Sagiya, Y. Hatanaka, H. Yarai, et T. Nishimura (2002), Detection and Monitoring of Ongoing Aseismic Slip in the Tokai Region, Central Japan, *Science*, *298*, 1009–1012.
- Parsons, T. (2002), Global Omori law decay of triggered earthquakes : Large aftershocks outside the classical aftershock zone, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2199–+, doi :10.1029/2001JB000646.
- Parsons, T. (2008), Persistent earthquake clusters and gaps from slip on irregular faults, *Nature Geosci.*, *1*, 59–63.
- Pedersen, R., F. Sigmundsson, et P. Einarsson (2007), Controlling factors on earthquake swarms associated with magmatic intrusions ; Constraints from Iceland, *Journ. of Volc. and Geoth. Res.*, *162*, 73–80, doi :10.1016/j.jvolgeores.2006.12.010.
- Peng, Z., J. E. Vidale, et H. Houston (2006), Anomalous early aftershock decay rate of the 2004 Mw6.0 Parkfield, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 17,307–+, doi :10.1029/2006GL026744.
- Peng, Z., J. E. Vidale, M. Ishii, et A. Helmstetter (2007), Seismicity rate immediately before and after main shock rupture from high-frequency waveforms in Japan, *J. Geophys. Res.*, *112*, 3306–+, doi :10.1029/2006JB004386.
- Perfettini, H., et J.-P. Avouac (2004), Postseismic relaxation driven by brittle creep : A possible mechanism to reconcile geodetic measurements and the decay rate of aftershocks, application to the Chi-Chi earthquake, Taiwan, *J. Geophys. Res.*, *109*, 2304–+, doi :10.1029/2003JB002488.
- Pinel, V., et C. Jaupart (2003), Magma chamber behavior beneath a volcanic edifice, *J. Geophys. Res.*, *108*(B2), doi :10.1029/2002JB001,751.
- Pollitz, F. F., et M. J. S. Johnston (2006), Direct test of static stress versus dynamic stress triggering of aftershocks, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 15,318–+, doi : 10.1029/2006GL026764.
- Pollitz, F. F., et I. S. Sacks (2002), Stress Triggering of the 1999 Hector Mine

- Earthquake by Transient Deformation Following the 1992 Landers Earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *92*(4), 1487–1496, doi :10.1785/0120000918.
- Pollitz, F. F., R. Burgmann, et B. Romanowicz (1998), Viscosity of oceanic asthenosphere inferred from remote triggering of earthquakes, *Science*, *280*(5367), 1245–1249.
- Reasenber, P. (1985), Second-order moment of central California seismicity, 1969–1982, *J. Geophys. Res.*, *90*, 5479–5496.
- Rhodes, J. M. (1988), Geochemistry of the 1984 Mauna Loa eruption - Implications for magma storage and supply, *J. Geophys. Res.*, *93*, 4453–4466.
- Rubin, A. M. (2002), Aftershocks of microearthquakes as probes of the mechanics of rupture, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2142–+, doi :10.1029/2001JB000496.
- Rubin, A. M., et D. Gillard (1998), Dike-induced earthquakes : Theoretical considerations, *J. Geophys. Res.*, *103*, 10,017–10,030.
- Rubin, A. M., D. Gillard, et J.-L. Got (1998), A reinterpretation of seismicity associated with the January 1983 dike intrusion at Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *103*, 10,003–10,016, doi :10.1029/97JB03513.
- Rubin, A. M., D. Gillard, et J.-L. Got (1999), Streaks of microearthquakes along creeping faults, *Nature*, *400*, 635–641, doi :10.1038/23196.
- Ruina, A. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, *88*, 10,359–10,370.
- Saichev, A., et D. Sornette (2007), Theory of earthquake recurrence times, *J. Geophys. Res.*, *112*, 4313–+, doi :10.1029/2006JB004536.
- Savage, W. U. (1972), Microearthquakes clustering near Fairview Peak, Nevada, and in the Nevada seismic zone, *J. Geophys. Res.*, *77*(35), 7049–7056.
- Schaff, D. P., G. C. Beroza, et B. E. Shaw (1998), Postseismic response of repeating aftershocks, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 4549–4552, doi :10.1029/1998GL900192.

- Schaff, D. P., G. H. R. Bokelmann, G. C. Beroza, F. Waldhauser, et W. L. Ellsworth (2002), High-resolution image of Calaveras Fault seismicity, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2186–+, doi :10.1029/2001JB000633.
- Schmittbuhl, J., G. Chambon, A. Hansen, et M. Bouchon (2006), Are stress distributions along faults the signature of asperity squeeze?, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 13,307–+, doi :10.1029/2006GL025952.
- Scholz, C. H. (2002), *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, The Mechanics of Earthquakes and Faulting, by Christopher H. Scholz, pp. 496. ISBN 0521652235. Cambridge, UK : Cambridge University Press, June 2002.
- Segall, P., E. K. Desmarais, D. Shelly, A. Miklius, et P. Cervelli (2006), Earthquakes triggered by silent slip events on Kilauea volcano, Hawaii, *Nature*, *442*, 71–74, doi : 10.1038/nature04938.
- Sieh, K. E. (1978), Slip along the San Andreas fault associated with the great 1857 earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *68*(5), 1421–1448.
- Sigmundsson, F., P. Durand, et D. Massonnet (1999), Opening of an eruptive fissure and seaward displacement at Piton de le Fournaise volcano measured by RADARSAT satellite radar interferometry, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 533–536.
- Simkin, T., et L. Siebert (2000), *Encyclopedia of Volcanoes*, chap. 3 - Earth's volcanoes and eruptions : An overview, pp. 249–262, Academic Press.
- Sornette, A., et D. Sornette (1989), Self-organized criticality and earthquakes, *Europhysics Letters*, *9*, 197–+.
- Steady, S., D. Marsan, S. S. Nalbant, et J. McCloskey (2004), Sensitivity of static stress calculations to the earthquake slip distribution, *J. Geophys. Res.*, *109*, 4303–+, doi :10.1029/2002JB002365.
- Steady, S., S. S. Nalbant, J. McCloskey, C. Nostro, O. Scotti, et D. Baumont (2005), Onto what planes should Coulomb stress perturbations be resolved?, *J. Geophys. Res.*, *110*, 5–+, doi :10.1029/2004JB003356.

- Stein, R. S. (1999), The role of stress transfer in earthquake occurrence, *Nature*, *402*, 605–609, doi :10.1038/45144.
- Sturkell, E., P. Einarsson, F. Sigmundsson, S. Hreinsdóttir, et H. Geirsson (2003), Deformation of Grimsvotn volcano, Iceland : 1998 eruption and subsequent inflation, *J. Geophys. Res.*, *30*(4), doi :10.1029/2002GL016,460.
- Tarantola, A. (1987), *Inverse problem theory. Methods for data fitting and model parameter estimation*, Amsterdam : Elsevier, 1987.
- Thurber, C., H. Zhang, F. Waldhauser, J. Hardebeck, A. Michael, et D. Eberhart-Phillips (2006), Three-Dimensional Compressional Wavespeed Model, Earthquake Relocations, and Focal Mechanisms for the Parkfield, California, Region, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*(4B), S38–49, doi :10.1785/0120050825.
- Tilling, R. I., et J. J. Dvorak (1993), Anatomy of a basaltic volcano, *Nature*, *363*, 125–133.
- Titus, S. J., C. DeMets, et B. Tikoff (2006), Thirty-Five-Year Creep Rates for the Creeping Segment of the San Andreas Fault and the Effects of the 2004 Parkfield Earthquake : Constraints from Alignment Arrays, Continuous Global Positioning System, and Creepmeters, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*(4B), S250–268, doi :10.1785/0120050811.
- Toda, S., et R. Stein (2003), Toggling of seismicity by the 1997 Kagoshima earthquake couplet : A demonstration of time-dependent stress transfer, *J. Geophys. Res.*, *108*, 2567–+, doi :10.1029/2003JB002527.
- Traversa, P., J. Grasso, A. Helmstetter, G. Saccorotti, et V. Ferrazzini (2007), How much is the volcano seismicity directly driven by volcano processes ?, *AGU Fall Meeting Abstracts*, pp. C1417+.
- Utsu, T. (1961), A statistical study of the occurrence of aftershocks, *Geophysical Magazine*, pp. 521–605.

- Veen, A., et F. P. Schoenberg (2006), Estimation of space-time branching process models in seismology using an EM-type algorithm, *Department of Statistics, UCLA. Department of Statistics Papers*.
- Vidale, J. E., W. L. Ellsworth, A. Cole, et C. Marone (1994), Variations in rupture process with recurrence interval in a repeated small earthquake, *Nature*, *368*, 624–626, doi :10.1038/368624a0.
- Voight, B. (1988), A method for prediction of volcanic eruption, *Nature*, *332*, 125–130.
- Waldhauser, F., et W. L. Ellsworth (2002), Fault structure and mechanics of the Hayward Fault, California, from double-difference earthquake locations, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2054–+, doi :10.1029/2000JB000084.
- Waldhauser, F., W. L. Ellsworth, D. P. Schaff, et A. Cole (2004), Streaks, multiplets, and holes : High-resolution spatio-temporal behavior of Parkfield seismicity, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 18,608–+, doi :10.1029/2004GL020649.
- Wallace, M. H., et P. T. Delaney (1995), Deformation of Kilauea volcano during 1982 and 1983 : A transition period, *J. Geophys. Res.*, *100*, 8201–8219.
- Walter, T. R., et F. Amelung (2006), Volcano-earthquake interaction at Mauna Loa volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *111*, 5204–+, doi :10.1029/2005JB003861.
- Wessel, P., et W. H. F. Smith (1991), Free software helps map and display data, *EOS Transactions*, *72*, 441–441, doi :10.1029/90EO00319.
- Wiens, D. A. (2001), Seismological constraints on the mechanism of deep earthquakes : temperature dependence of deep earthquake source properties, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *127*, 145–163.
- Wiens, D. A., et H. J. Gilbert (1996), Effect of slab temperature on deep-earthquake aftershock productivity and magnitude-frequency relations, *Nature*, *384*, 153–156, doi :10.1038/384153a0.

- Woessner, J., E. Hauksson, S. Wiemer, et S. Neukomm (2004), The 1997 Kagoshima (Japan) earthquake doublet : A quantitative analysis of aftershock rate changes, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 3605–+, doi :10.1029/2003GL018858.
- Zapperi, S., P. Ray, H. E. Stanley, et A. Vespignani (1997), First-order transition in the breakdown of disordered media, *Physical Review Letters*, *78*(8), 1408–1411.
- Zhuang, J., Y. Ogata, et D. Vere-Jones (2002), Stochastic declustering of space-time earthquake occurrences, *Journal of the American Statistical Association*, *97*, 369–380.
- Ziv, A., et A. M. Rubin (2003), Implications of rate-and-state friction for properties of aftershock sequence : Quasi-static inherently discrete simulations, *J. Geophys. Res.*, *108*, 2051–+, doi :10.1029/2001JB001219.
- Zúñiga, F. R., M. Wyss, et F. Scherbaum (1988), A moment-magnitude relation for Hawaii, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *78*, 370–373.

Annexe A

Calcul de la matrice Jacobienne

La résolution du problème présenté à l'équation (1.31) nécessite le calcul de la matrice aux dérivées partielles \mathbf{G} . Cette matrice est obtenue en dérivant l'expression du modèle direct par rapport aux différents paramètres. Pour plus de facilité, le calcul des dérivées est divisé en deux parties. On pose alors

$$G_{\alpha}^i = \frac{\partial g^i}{\partial m_{\alpha}} = \frac{\partial \Lambda^i}{\partial m_{\alpha}} + \frac{\partial \Gamma^i}{\partial m_{\alpha}}.$$

Considérons tout d'abord les dérivées de Λ . Il faut dériver à chaque instant t_i l'expression de Λ^i par rapport à tous les paramètres. On note $\mathbf{G}_{\mathbf{a}} = \frac{\partial \Lambda}{\partial \mathbf{m}}$ et $\mathbf{G}_{\mathbf{b}} = \frac{\partial \Gamma}{\partial \mathbf{m}}$. On voit tout de suite que plusieurs cas seront à considérer en fonction de l'expression de Λ , c'est à dire en fonction de la valeur de t_i (voir équations 1.29 et 1.30). Dans la suite on notera $G(t_i, \mathbf{m}_{\alpha})$ pour G_{α}^i .

Calcul des dérivées par rapport aux temps des déclencheurs

Soit T_j un temps de déclencheur quelconque. On distingue alors plusieurs cas :

$$\mathbf{t}_i < \mathbf{T}_j$$

$$G_a(t_i, T_j) = 0.$$

$$\mathbf{T}_{j+1} > \mathbf{t}_i \geq \mathbf{T}_j$$

$$\begin{aligned} G_a(t_i, T_j) &= \lambda t_a \left(\frac{-\frac{1}{t_a} a_j - \frac{1}{t_a} \theta_j H_j \varepsilon_{j-1}}{a_j + \varepsilon_{j-1}} + \frac{\frac{1}{t_a} \theta_j H_j \varepsilon_{j-1}}{1 + \varepsilon_j} \right) \\ &= \lambda \left(- \left(\frac{a_j + \theta_j H_j \varepsilon_{j-1} + H_j - 1 - (H_j - 1)}{a_j + \varepsilon_j} \right) + \frac{\theta_j H_j \varepsilon_{j-1} + H_j - 1 - (H_j - 1)}{1 + \varepsilon_j} \right) \\ &= \lambda \left(- \frac{a_j + \varepsilon_j}{a_j + \varepsilon_j} + \frac{H_j - 1}{a_j + \varepsilon_j} + \frac{1 + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} - \frac{H_j}{1 + \varepsilon_j} \right) \\ G_a(t_i, T_j) &= \lambda \left(\frac{H_j - 1}{a_j + \varepsilon_j} - \frac{H_j}{1 + \varepsilon_j} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{t}_i > \mathbf{T}_{j+1}$$

On considère alors le cas pour lequel $T_{\beta+1} > t_i \geq T_\beta$ avec $\beta > j$.

$$G_a(t_i, T_j) = \frac{\partial}{\partial T_j} (\ln [a_\beta + \varepsilon_\beta] - \ln [1 + \varepsilon_\beta])$$

or

$$\frac{\partial}{\partial T_j} (a_\beta + \varepsilon_\beta) = \frac{\partial \varepsilon_\beta}{\partial T_j} = \prod_{k=j+2}^{\beta} \theta_k H_k \frac{\partial \varepsilon_{j+1}}{\partial T_j}$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_{j+1}}{\partial T_j} &= H_{j+1} \left[\varepsilon_j \frac{\partial \theta_{j+1}}{\partial T_j} + \theta_{j+1} \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial T_j} \right] \\ &= H_{j+1} \left[\frac{1}{t_a} \varepsilon_j \theta_{j+1} - \frac{1}{t_a} \varepsilon_{j-1} \theta_j H_j \theta_{j+1} \right] \\ &= \frac{H_{j+1} \theta_{j+1}}{t_a} (\varepsilon_j - \varepsilon_{j-1} \theta_j H_j) \end{aligned}$$

$$G_a(t_i, T_j) = \lambda \prod_{k=j+1}^{\beta} \theta_k H_k (\varepsilon_j - \varepsilon_{j-1} \theta_j H_j) \left[\frac{1}{a_\beta + \varepsilon_\beta} - \frac{1}{1 + \varepsilon_\beta} \right] \quad (\text{A.2})$$

Calcul des dérivées par rapport aux sauts de contrainte

$$\mathbf{t}_i < \mathbf{T}_j$$

$$G_a(t_i, \Delta S_j) = 0.$$

$\mathbf{T}_{j+1} > \mathbf{t}_i \geq \mathbf{T}_j$

$$G_a(t_i, \Delta S_j) = \lambda t_a \frac{\partial}{\partial \Delta S_j} \left(\ln \left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} \right) \right)$$

et donc

$$\begin{aligned} G_a(t_i, \Delta S_j) &= \lambda t_a \left(-\frac{H_j(\varepsilon_{j-1}\theta_j + 1)}{a_j + \varepsilon_j} + \frac{H_j(\varepsilon_{j-1}\theta_j + 1)}{1\varepsilon_j} \right) \\ &= \lambda t_a \left(\frac{-(H_j(\varepsilon_{j-1}\theta_j + 1) - 1)}{a_j + \varepsilon_j} + \frac{H_j(\varepsilon_j\theta_j + 1) + 1 - 1}{1 + \varepsilon_j} \right) \\ &= \lambda t_a \left(-\frac{\varepsilon_j + 1}{a_j + \varepsilon_j} + \frac{\varepsilon_j + 1}{1 + \varepsilon_j} \right) \end{aligned}$$

$$G_a(t_i, \Delta S_j) = \lambda t_a \left(\frac{a_j - 1}{a_j + \varepsilon_j} \right) \quad (\text{A.3})$$

$\mathbf{t}_i > \mathbf{T}_{j+1}$

On considère le cas pour lequel $T_{\beta+1} > t_i \geq T_\beta$ avec $\beta > j$.

$$G_a(t_i, \Delta S_j) = \lambda t_a \frac{\partial}{\partial \Delta S_j} \left(\ln \left(\frac{a_\beta + \varepsilon_\beta}{1 + \varepsilon_\beta} \right) \right)$$

or

$$\frac{\partial \varepsilon_\beta}{\partial \Delta S_j} = \prod_{k=j+1}^{\beta} H_k \theta_k \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial \Delta S_j}$$

et

$$\frac{\partial \varepsilon_j}{\partial \Delta S_j} = -H_j(\varepsilon_{j-1}\theta_j + 1)$$

et donc

$$G_a(t_i, \Delta S_j) = -\lambda t_a \prod_{k=j+1}^{\beta} \theta_k H_k (\varepsilon_{j-1}\theta_j + 1) H_j \left[\frac{1}{a_\beta + \varepsilon_\beta} - \frac{1}{1 + \varepsilon_\beta} \right] \quad (\text{A.4})$$

Calcul des dérivées par rapport au temps de répliques

$\mathbf{t}_i < \mathbf{T}_1$

$$G_a(t_i, t_a) = 0.$$

$$\mathbf{T}_{j+1} > \mathbf{t}_i \geq \mathbf{T}_j$$

$$\begin{aligned} G_a(t_i, t_a) &= \lambda \left[\ln \left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} \right) \frac{\partial t_a}{\partial t_a} + t_a \frac{\partial}{\partial t_a} \left(\ln \left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} \right) \right) \right] \\ &= \lambda \left[\left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} \right) + t_a \frac{\partial}{\partial t_a} (\ln(a_j + \varepsilon_j) - \ln(1 + \varepsilon_j)) \right] \end{aligned}$$

Calculons

$$\frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t_a}$$

on peut montrer que

$$\varepsilon_j = H_j - 1 + \sum_{k=1}^{j-1} \frac{(H_j \theta_j)!}{(H_k \theta_k)!} (H_k - 1).$$

Supposons la relation précédent vraie au rang j . Montrons que la relation est vraie au rang $j + 1$. On a

$$\begin{aligned} \varepsilon_{j+1} &= [\varepsilon_j \theta_{j+1} + 1] H_{j+1} - 1 \\ &= \left[\left(H_j - 1 + \sum_{k=1}^{j-1} \frac{(\theta_j H_j)!}{(\theta_k H_k)!} (H_k - 1) \right) \theta_{j+1} + 1 \right] H_{j+1} - 1 \\ &= H_{j+1} \theta_{j+1} (H_j - 1) + \theta_{j+1} H_{j+1} \sum_{k=1}^{j-1} \frac{(\theta_j H_j)!}{(\theta_k H_k)!} (H_k - 1) + H_{j+1} - 1 \\ &= \theta_{j+1} H_{j+1} (H_j - 1) + \sum_{k=1}^{j-1} \frac{(\theta_{j+1} H_{j+1})!}{(\theta_k H_k)!} (H_k - 1) + H_{j+1} - 1 \\ &= \sum_{k=1}^j \frac{(\theta_{j+1} H_{j+1})!}{(\theta_k H_k)!} (H_k - 1) + H_{j+1} - 1 \\ &= \varepsilon_{j+1}. \end{aligned}$$

Ainsi la relation est vrai au rang $j + 1$ et comme elle est vrai également au rang 0, elle est donc applicable *forall* j .

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t_a} &= \frac{\partial}{\partial t_a} \left(\sum_{k=1}^{j-1} \frac{(H_j \theta_j)!}{(H_k \theta_k)!} (H_k - 1) \right) \\ &= \sum_{k=1}^{j-1} (H_k - 1) \frac{H_j!}{H_k!} \frac{\partial}{\partial t_a} \left(\frac{\theta_j!}{\theta_k!} \right) \end{aligned}$$

or

$$\frac{\partial}{\partial t_a} \left(\frac{\theta_j!}{\theta_k!} \right) = \frac{T_j - T_k}{t_a^2} \left(\frac{\theta_j!}{\theta_k!} \right)$$

et ainsi

$$\frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t_a} = \sum_{k=1}^{j-1} \frac{T_j - T_k}{t_a^2} \frac{(H_j \theta_j)!}{(H_k \theta_k)!} (H_k - 1).$$

on pose alors

$$C_j = \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t_a}$$

pour finalement obtenir

$$G_a(t_i, t_a) = \lambda \left(\ln \left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} \right) + t_a \left[\frac{\frac{-(t_i - T_j)}{t_a^2} a_j + C_j}{a_j + \varepsilon_j} - \frac{C_j}{1 + \varepsilon_j} \right] \right) \quad (\text{A.5})$$

Calcul des dérivées par rapport au taux de sismicité de référence

$t_i < \mathbf{T}_1$

$$G_a(t_i, \lambda) = t_i.$$

$\mathbf{T}_{j+1} > t_i \geq \mathbf{T}_j$

$$G_a(t_i, \lambda) = t_a \ln \left(\frac{a_j + \varepsilon_j}{1 + \varepsilon_j} \right) \quad (\text{A.6})$$

Calcul de la deuxième partie de la matrice jacobienne

Le calcul de G_b est obtenu de la même manière que pour G_a en remplaçant simplement les a_j par A_j et en sommant à chaque fois sur tous les déclencheurs précédents. Il apparait une dérivée supplémentaire quand $T_{j+1} > t_i \geq T_j$ et que l'on dérive par rapport à T_β avec $\beta = j + 1$,

$$G_b(t_i, T_\beta) = \lambda \frac{A_j}{A_j + \varepsilon_j}. \quad (\text{A.7})$$

Finalement on obtient $\mathbf{G} = \mathbf{G}_a + \mathbf{G}_b$.

Annexe B

Changements de variables

Certains des paramètres que l'on utilise dans notre problème ne suivent pas une distribution de type gaussienne. Il est donc nécessaire de déterminer leur distribution et de trouver le changement de variable adéquat qui ramènera leur distribution à une distribution gaussienne. La nouvelle matrice aux dérivées partielles peut être calculée après changement de variables par la relation

$$G'_\alpha{}^i = G_\alpha{}^i \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{m}^*} \quad (\text{B.1})$$

où $G'_\alpha{}^i$ est la nouvelles matrice aux dérivées parielles et \mathbf{m}^* sont les nouveaux paramètres après changements de variables. Pour les valeurs du saut de contrainte, ΔS_j , il est raisonnable de penser que ce paramètre suit une distribution de type gaussienne. Intéressons nous aux autres parmètres, pour lesquels ce n'est pas le cas.

Changement de variable affecté à t_a

Pour le paramètre t_a un changement de variable est nécessaire. En effet ce paramètre est borné puisque $t_a \in [0; +\infty[$. Ainsi il est plus apropié de lui associé une distribution log-normal

$$\rho(t_a) = \frac{1}{(2\pi)^{0.5} s t_a} \exp\left(-\frac{1}{2s^2} \left(\ln \frac{t_a}{t_{a0}}\right)^2\right).$$

Le changement de variable pour se ramener à une distribution gausienne peut être écrit de la façon suivante

$$t_a^* = \frac{1}{s} \ln\left(\frac{t_a}{t_{a0}}\right) \quad , \quad t_a = t_{a0} \exp(st_a^*).$$

Comme t_a ne dépend que de t_a^* , on a alors $\frac{\partial t_a}{\partial \mathbf{m}^*} = \frac{\partial t_a}{\partial t_a^*}$ et

$$\frac{\partial t_a}{\partial t_a^*} = s \cdot t_{a0} \exp(s t_a^*). \quad (\text{B.2})$$

Changement de variable affecté aux T_j

Les temps des différents déclencheurs ont une distribution différentes. Chacun des déclencheurs doit se produire entre le moment où débute la série, t_0 , et le moment où se produit le dernier séisme de la série, $T_{max} = t_{Nmax}$. Sur toute cette durée, la probabilité est uniforme et vaut :

$$\rho(T_j) = \frac{1}{T_{max}}. \quad (\text{B.3})$$

Le changement de variable pour se ramener à une distribution gaussienne est obtenu à partir de l'équation suivante (Bernard Valette, communication personnelle)

$$T_j^* = erf^{-1} \left(2 \int_{T_0}^{T_j} \rho(T_j) dt \right), \quad (\text{B.4})$$

où T_0 est la médiane de la distribution $\rho(T_j)$. On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} T_j^* &= erf^{-1} \left(2 \int_{T_{max}/2}^{T_j} \frac{1}{T_{max}} dt \right) \\ T_j^* &= erf^{-1} \left(\frac{2T_j - T_{max}}{T_{max}} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

et réciproquement

$$T_j = \frac{T_{max}}{2} + \frac{T_{max}}{2} erf(T_j^*).$$

On se retrouve dans le même cas que lors du changement de variable affecté à t_a ; c'est à dire que les dérivées des nouveaux paramètres par rapport aux anciens sont non nulles uniquement lorsque l'on dérive ces paramètres par rapport à ceux dont ils sont issus :

$$\frac{\partial T_j}{\partial T_j^*} = \frac{T_{max}}{\sqrt{\pi}} \exp(-T_j^{*2}). \quad (\text{B.6})$$

Nous avons également considéré un deuxième cas où la distribution du temps des déclencheurs est légèrement différente. Dans ce cas nous considérons que le temps d'un déclencheur est borné d'un côté par le déclencheur qui le précède (ou par t_0 pour le premier déclencheur) et par T_{max} (où $T_{max} = t_{Nmax}$) de l'autre côté. De plus, comme aucune autre information n'est disponible pour contraindre les différents temps des

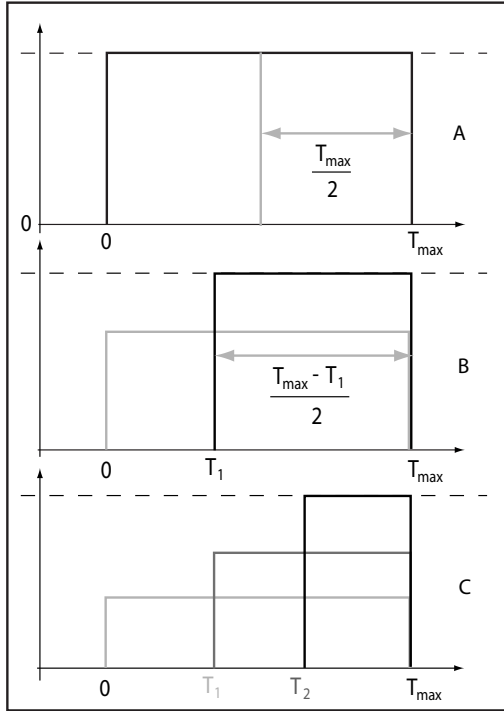


FIG. B.1 – Schéma représentant les densités de probabilité associées à chacun des temps des déclencheurs. Pour le cas (A), on représente la densité de probabilité associée au temps du premier déclencheur (T_1). Sa densité est bornée par 0 et T_{max} . Sur le schéma (B) sont représentées les densités de probabilité associées à T_1 (en gris) et à T_2 (en noir). La densité de probabilité de T_2 est bornée par T_1 et T_{max} , elle est de largeur $(T_{max} - T_1)/2$ et a pour médiane $(T_{max} + T_1)/2$. Enfin pour le schéma (C), on représente les distributions de T_1 , T_2 et T_3 respectivement en gris clair, gris foncé et noir.

déclencheurs, la densité de probabilité associée à chacun des T_j reste uniforme sur tout l'intervalle de temps décrit précédemment (Figure B).

Étant donné la distribution de $\rho(T_j)$ décrite plus haut, on peut alors écrire

$$\rho(T_j) = \begin{cases} \frac{1}{T_{max}} & \text{si } j = 1 \\ \frac{1}{T_{max} - T_{j-1}} & \text{si } j \neq 1 \end{cases}.$$

De plus la médiane de la distribution vaut $T_0 = \frac{T_{max} + T_{j-1}}{2}$. On obtient ainsi dans le cas général ($j \neq 1$)

$$\begin{aligned} T_j^* &= erf^{-1} \left(2 \int_{T_0}^{T_j} \frac{1}{T_{max} - T_{j-1}} dt \right) \\ T_j^* &= erf^{-1} \left(\frac{2T_j - (T_{max} + T_{j-1})}{T_{max} - T_{j-1}} \right) \end{aligned} \quad (B.7)$$

et réciproquement

$$T_j = \frac{T_{max} + T_{j-1}}{2} + \frac{T_{max} - T_{j-1}}{2} erf(T_j^*).$$

L'équation (B.7) peut se réécrire de la manière suivante

$$T_j = \frac{1}{2} (T_{max}(1 + erf(T_j^*)) + T_{j-1}(1 - erf(T_j^*))).$$

On remarque alors que le calcul de T_j fait intervenir des termes d'indices inférieurs dans son expression. On réécrit alors l'expression précédente sous la forme :

$$T_i = \sum_{k=j+1}^i \left[\frac{T_{max}}{2^p} (1 + erf(T_k^*)) \cdot \prod_{z=k+1}^i (1 - erf(T_z^*)) \right] + \frac{T_j}{2^q} \prod_{z=j+1}^i (1 - erf(T_z^*)) \quad (\text{B.8})$$

pour $\forall j \in \mathbb{N}^*$ et $j < i$ et avec $p = i - (k - 1)$ et $q = i - j$. On peut alors calculer $\frac{\partial T_i}{\partial T_j^*}$.

On obtient alors

$$\frac{\partial T_i}{\partial T_j^*} = \frac{1}{2^q} (T_{max} - T_{j-1}) \left(\prod_{z=j+1}^i (1 - erf(T_z^*)) \right) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{T_j^{*2}} \quad (\text{B.9})$$

pour $j < i$ et

$$\frac{\partial T_i}{\partial T_j^*} = \frac{T_{i-1}}{\sqrt{\pi}} e^{T_i^{*2}} \quad (\text{B.10})$$

pour $i = j$. Toutes les autres dérivés sont nulles. Malgré une distribution qui peut sembler plus adéquat, ce changement de variable est apparu moins bon que celui décrit en premier pour décrire les T_j . En effet, une telle distribution conduisait plus fréquemment vers des minimums locaux avec la plupart des déclencheurs repoussés à des temps assez longs. J'ai donc gardé la première forme du changement de variable lors de l'inversion.

Changement de variable affecté à λ

Plusieurs choix peuvent être envisagés quant au choix de la distribution la plus appropriée pour décrire le paramètre λ . Toutes ces distributions doivent satisfaire le fait que le taux de sismicité ne peut pas être négatif : $\rho(\lambda < 0) = 0$. Pour satisfaire cette condition, nous avons simplement utilisé une distribution de type log-normale, comme celle utilisée pour t_a .

Annexe C

Extending Earthquakes' Reach Through Cascading

D. Marsan, O. Lengliné

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, CNRS, Université de Savoie, Le Bourget du Lac, France

Abstract

Earthquakes, whatever their size, can trigger other earthquakes. Mainshocks cause aftershocks to occur, which in turn activate their own local aftershock sequences, resulting in a cascade of triggering that extends the reach of the initial earthquake. A long-lasting difficulty is to determine which earthquakes are connected together, either directly, indirectly, or not at all. Here we demonstrate that this causal structure can be found probabilistically, with no a priori model nor parameterization. Large regional earthquakes are found to have a surprisingly short direct influence (~ 10 days), which is then substantially extended (by a factor of 100) through multiple triggering. Compared to these large mainshocks, small earthquakes collectively have a greater effect on triggering, showing that cascade triggering is a key component in earthquake interactions, that must be accounted for in seismic hazard assessments.

Earthquakes of all sizes, including aftershocks of a large mainshock, are able to trigger their own aftershocks (1). The cascade of earthquakes triggering earthquakes, that in turn trigger new ones, and so on, causes the seismicity to develop complex, scale-invariant patterns. The causality of “ mainshock A triggered aftershock B ”, that appears so obvious if mainshock A happens to be large, must then be modified into a more subtle “A triggered C1, that triggered C2, ..., that triggered B ”, whatever the size of A. This has paramount consequences : the physical mechanism that causes direct triggering (e.g., static or dynamic stress changes, fluid flow, afterslip, etc) cannot be studied by looking at aftershocks that were indirectly triggered by the mainshock. Moreover, if indirect triggering is important in the overall aftershock budget (2-5), then direct triggering is bound to be confined to spatial ranges and characteristic times shorter than the size of the total aftershock sequence (that includes all direct and indirect aftershocks). How much shorter is still an open question, as so far there existed no simple nor standard way to efficiently discriminate direct and indirect triggering in the data.

Seismologists mostly resort to so-called declustering algorithms to separate earthquakes between mainshocks and aftershocks (6-10). All these methods have arbitrary rules, and are heavily parameter dependent. Recently, more sophisticated methods have looked at the possibility of performing stochastic declustering, i.e., by determining the probability that earthquake A triggered earthquake B. This oversees the usual approach of binary linking one aftershock to one single given mainshock : an earthquake is now influenced by all preceding earthquakes, according to influence weights. Stochastic declustering methods (11), however, are model-dependent, as the influence of a trigger earthquake is constrained to follow a specific law, which parameters are then inverted to best fit the data using a maximum likelihood approach.

Here we show that the probability of directly and indirectly triggering aftershocks can be estimated with no a priori model. A rapidly converging algorithm with a small number of hypotheses (linearity, mean-field) can decipher the complex seismicity time series, to find the underlying triggering influences exerted by earthquakes of all sizes. The branching structure of the triggering process is then revealed using a simple approach, that avoids complex, model-dependent inversions and arbitrary pa-

rameters. A notable result is that even large earthquakes causally trigger aftershocks only during a relatively short time span which, in the case of California, does not last more than about 10 days. They however continue to affect regional seismicity for a much longer time period ($>$ years), and over larger, time-increasing distances, through the local triggering caused by their aftershocks. This cascading effect, dominated by small shocks, thus appears to be a crucial component in earthquake interactions.

Seismicity is considered as a point process, in time, space and magnitude. The observed (dressed) seismicity rate density $\lambda(x, t)$ (number of earthquakes per unit time and unit area) at position x and time t is modeled as

$$\lambda(x, t) = \lambda_0 + \sum_{t_i < t} \lambda_i(x, t) \quad (\text{C.1})$$

where λ_0 is the uniform background rate density (number of background earthquakes per unit time and unit area), and $\lambda_i(x, t)$ is the (bare) contribution of earthquake i that occurred at x_i, t_i , representing the aftershocks directly caused by this earthquake. We only assume that (i) the triggering process is linear, [i.e., the bare contributions $\lambda_i(x, t)$ sum up], and (ii) a mean-field response to the occurrence of an earthquake can be estimated that depends only on its magnitude, $\lambda_i(x, t) = \lambda(|x - x_i|, t - t_i, m_i)$, hence two earthquakes of equal magnitude are modeled similarly.

The algorithm works as follows :

1. Knowing an a priori bare kernel $\lambda(|\Delta x|, \Delta t, m)$ and λ_0 , we compute the triggering weights $w_{i,j} = \alpha_j \lambda(|x_j - x_i|, t_j - t_i, m_i)$ if $t_i < t_j$, $w_{i,j} = 0$ otherwise, and the background weights $w_{0,j} = \alpha_j w_{0,j}$. The normalization coefficients α_j are such that

$$\sum_{i=1}^{j-1} w_{i,j} + w_{0,j} = 1 \quad (\text{C.2})$$

2. The updated bare rates are then computed as

$$\lambda(|\Delta x|, \Delta t, m) = \frac{1}{N_m \times \delta t \times S(|\Delta x|, \delta r)} \sum_{i,j \in A} w_{i,j} \quad (\text{C.3})$$

where A is the set of pairs such that $|x_u - x_j| = |\Delta x| \pm \delta r$, $m_i = m \pm \delta m$ and $t_j - t_i = t \pm \delta t$ ($\delta t, \delta r$ and δm are discretization parameters), N_m is the number

of earthquakes such that $m_i = m \pm \delta m$, and $S(|\Delta x|, \delta r)$ is the surface covered by the disk with radii $|\Delta x| = \pm \delta r$. The a posteriori background rate is

$$\lambda_0 = \frac{1}{T \times S} \sum_{j=1}^N w_{0,j} \quad (\text{C.4})$$

where T is the duration of the time series (containing N earthquakes) and S is the surface analyzed. This corresponds to stacking all the aftershocks following mainshocks i of similar magnitudes, but counting an aftershock j according to its weight $w_{i,j}$.

Starting with an initial guess for $\lambda(|\Delta x|, \Delta t, m)$, these two steps are iterated until convergence is reached—that is, until the weights (or the rates) do not change substantially during an iteration. Tests were conducted on synthetic catalogs, showing the ability of the algorithm to correctly estimate the cascade structure (9).

We analyzed seismicity in southern California (10) from 1 January 1984 to 31 December 2002. We considered only the $N = 6190m \geq 3$ earthquakes in the catalog, both for completeness reasons and because the method uses a $N \times N$ weight matrix, preventing the analysis of too large a data set on a standard desktop computer. The completeness magnitude is estimated to be 2.2 for this catalog. The method was slightly modified to account for the fact that the background earthquakes are nonuniformly distributed in space (9). The rates had roughly an Omori-Utsu decay $\lambda_t(t, m) = \chi t^{-p}$ (Fig. C.1), where χ is the productivity. The p value increased with m (Fig. C.2A), as observed previously (11) for dressed aftershock sequences, although with a saturation at $m \geq 6$. The rates decayed significantly more slowly when considering the full cascade including indirectly triggered aftershocks. The dressed p values were 0.2 to 0.4 units smaller than the bare p values (Fig. C.2A). The productivity parameter grew as $\chi \sim 10^{am}$, with $a = 0.60 \pm 0.07$ and $a = 0.66 \pm 0.04$ for the bare and dressed kernels, respectively (Fig. C.2B). This yielded a significantly lower scaling exponent than previous estimates (3, 12-14) for dressed sequences.

The densities were well fitted with a $\lambda_s(x, y, m) \sim [1 + (r/L)]^{-3}$ law, hence a r^{-2} decay of the number of aftershocks (Fig. C.1). The bare influence length L was remarkably small, ranging from $0.35km$ at $4 \leq m < 5$ to $6.6km$ at $m \geq 7$. It grew as $10^{0.43m}$ (Fig. C.2D), which is close to the $10^{0.5m}$ dependence expected for the rupture

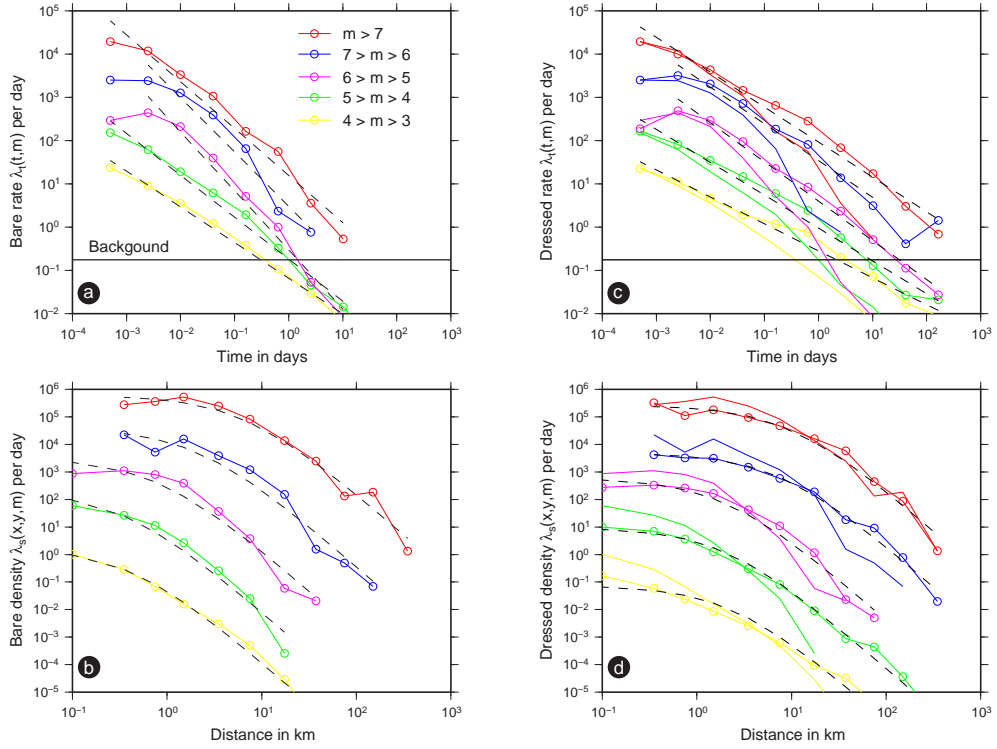


FIG. C.1 – Estimated rates and densities for California. (A and B) Bare kernels ; (C and D) dressed kernels. The best power laws for the temporal rates $\lambda_t(t, m)$ and the best $[1 + (r/L)]^{-3}$ laws for the densities $\lambda_r(x, y, m)$ are shown as black dashed lines. The background temporal rate $\lambda_{0,t}$ [black horizontal line in (A) and (C)] is computed as $\sum_{i=1}^N w_{0,i}/T$. In (C) and (D), the dressed kernels (continuous lines) are compared to the bare ones (color dashed lines). The densities λ_r have been vertically shifted for clarity.

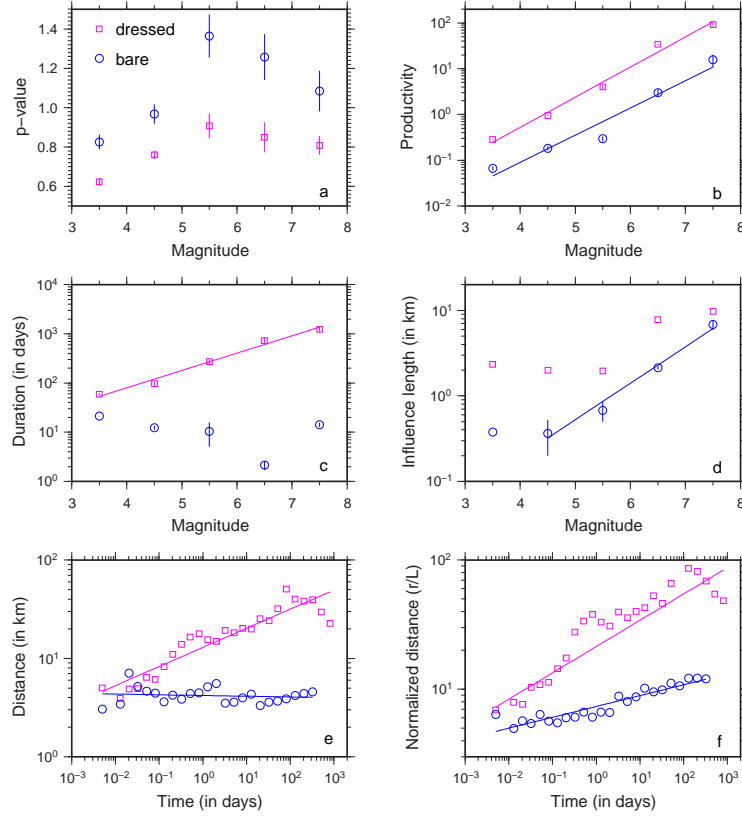


FIG. C.2 – Characteristics of bare (blue) and dressed (purple) aftershock sequences. (A and B) p values and productivity parameters χ from the fits $\lambda_t(t, m) = \chi t^{-p}$ of Fig. C.1. Productivity grows as $10^{0.60 \pm 0.07m}$ (bare) and $10^{0.66 \pm 0.04m}$ (dressed). (C) Durations of the sequences. The dressed duration follows $10^{0.35m}$. (D) Influence lengths L estimated from the $[1 + (r/L)]^3$ fits of the spatial densities. (E) Mean epicentral distance between mainshocks and aftershocks versus time following the mainshock. (F) Same as (E), for epicentral distance normalized by the bare influence length L of the mainshock. The best power laws $r \sim \delta t^H$ give (E) $H = -0.01 \pm 0.03$ (bare), $H = 0.19 \pm 0.04$ (dressed), and (F) $H = 0.08 \pm 0.02$ (bare), $H = 0.21 \pm 0.06$ (dressed).

length of small to intermediate size earthquakes (15). The bare length was $0.35km$ for $3 \leq m < 5$, which is due to the limited resolution on the relative hypocenter positions, as confirmed by the break in scaling at $\sim 400m$ for the correlation integral (Fig. C.3A). The dressed influence lengths were about 5 times the bare ones. These influence lengths were not maximum triggering distances : Many aftershocks were triggered past L . Relaxing the point-like earthquake hypothesis affected these results for the large mainshocks. Using distances to the rupture plane rather than epicentral distances, the bare kernel of $m \geq 6$ mainshocks was moved toward longer-range triggering, greater aftershock productivity, and longer durations (9).

The durations of aftershock sequences (Fig. C.2C) were computed by (i) calculating, for all the mainshocks, the delays after which the last direct and last indirect aftershocks occurred, and (ii) averaging these delays conditioned on the magnitude of the mainshock. The duration of direct aftershock sequence was largely independent of the mainshock magnitude and was generally short (on the order of 10 to 15 days for $m \geq 3$ aftershocks). The dressed sequence, however, lasted longer for larger mainshocks, following a $10^{0.35m}$ increase. This implies that short-lasting triggering mechanisms, acting at the time scale of a few days, could be the key process, along with the cascading effect, in controlling earthquake dynamics.

The slow expansion of aftershock zones has been reported in previous studies (16, 17). We measured the mean distance r between mainshock and aftershock with time δt separating the two earthquakes. This distance was constant for bare aftershocks, whereas for dressed aftershocks it slowly grew as $r \sim \delta^{0.19}$ (Fig. C.2E). We reached similar conclusions when considering the distance normalized by the bare influence length L of the mainshock (Fig. C.2F). This shows that cascading triggering drives the expansion of aftershock zones : The spatial pattern of direct triggering was almost constant with time, ruling out triggering by fluid movements or viscoelasticity at the time scales examined here.

The number of earthquakes directly triggered by all the earthquakes of a given magnitude slowly decreased with this magnitude, demonstrating the importance of small shocks in controlling the regional seismicity. The collective production scales as $10^{(a-b)m}$; here, $a = 0.6$ for the bare aftershocks (Fig. C.2B) and $b = 1.05$ (Fig. C.3B).

The background spatial function $g(r)$ decayed as $r^{-0.43}$, which is equivalent to saying that the background earthquake epicenters are fractally distributed with dimension $D = 1.57$. This is confirmed by the correlation integral of the background earthquakes (Fig. C.3A), counting the number of pairs of earthquakes with distance less than a given value, each pair (i, j) being weighted by $w_{0,i} \times w_{0,j}$. The similar b values of the Gutenberg-Richter laws (18) for the total and the background earthquakes (Fig. C.3B) suggest that the dynamic rupture extent is not a priori controlled by the triggering mechanism (either previous earthquakes or aseismic processes such as tectonic loading) at work.

We obtained a background rate of $0.17m \geq 3$ earthquakes per day in southern California over the years 1984 to 2002, which corresponds to 19.5% of the total rate of $m \geq 3$ earthquakes. The remaining $\sim 80\%$ can therefore be considered as resulting from stress transfer and fault interaction processes, causing the seismicity to be heavily clustered in time. Such a proportion at the magnitude cutoff $m_c = 3$ is coherent with the estimates in the range 18% to 24% we obtained using other non-parametric methods (19). The values computed using the present method, however, depend on m_c : Cutting at larger magnitudes increases the relative proportion of background earthquakes to 32% at $m_c = 4$ and 68% at $m_c = 5$. A larger cutoff causes the removal of small triggering earthquakes; earthquakes that were triggered by small shocks are then more likely to be seen as background earthquakes (20). Inversely, decreasing m_c would yield smaller percentages of background events. The 19.5% proportion at $m_c = 3$ is therefore an overestimation of the actual background contribution.

Declustering of earthquake catalogs aims at removing the aftershock clusters, keeping only statistically independent mainshocks. The declustering algorithms by Gardner and Knopoff (4) and Reasenber (5) are the most classical methods. We ran these two methods along with ours (Fig. C.4). The present method is better at identifying an underlying Poisson process, and it efficiently removes the aftershock clusters following large mainshocks such as the 1992 Landers and 1999 Hector Mine earthquakes. Moreover, it does not rely on any parameterization.

Cascading of aftershock triggering is an essential component of seismicity. It has a

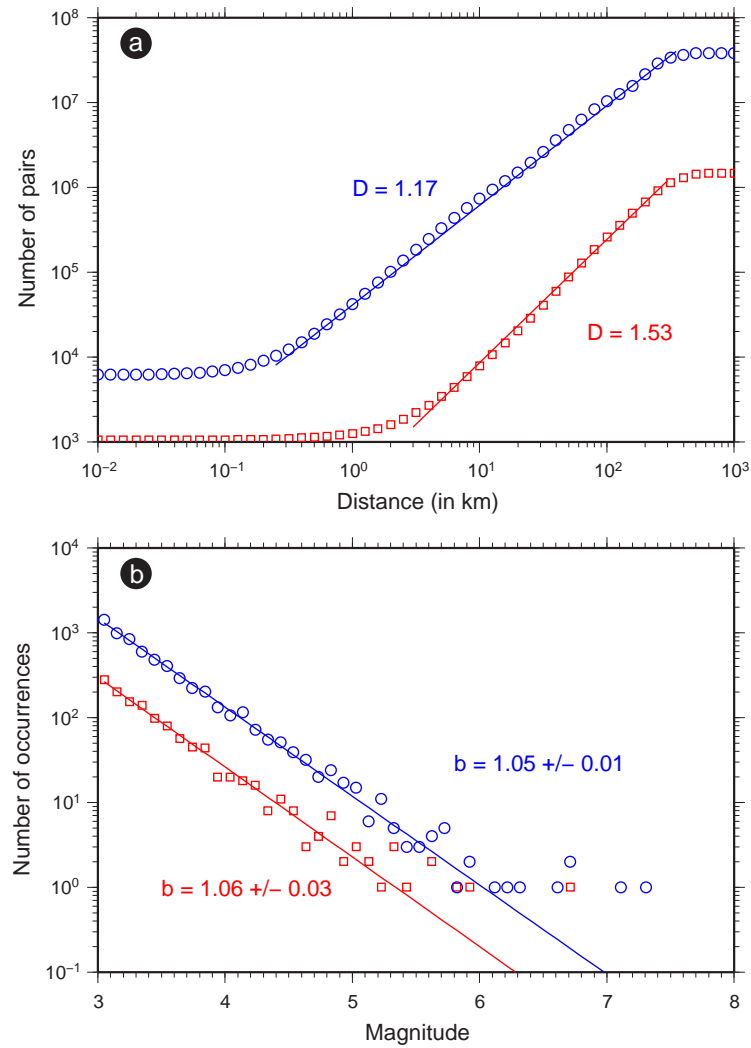


FIG. C.3 – Comparison of total (blue) and background (red) seismicity. (A) Number of pairs $N(r)$ with epicentral distance less than distance r , along with estimates of the fractal correlation dimension D such that $N(r) \sim r^D$. (B) Number of occurrences versus magnitude, scaling as $10^{-b \times m}$.

scale-invariant structure, making earthquake declustering an ill-defined problem : The statistical dependence between earthquakes increases when decreasing the value of m_c , so that the remaining set of declustered mainshocks heavily depends on m_c . Because of this cascading, the aftershock sequence initiated by a mainshock is substantially extended, mostly in time. Conversely, what appears at first as an aftershock cluster related to a well-identified mainshock is in fact mostly caused not by the mainshock itself, but rather by intermediate aftershocks. When decreasing m_c , the direct triggering effect due to large mainshocks could potentially be even further reduced relative to direct triggering by small shocks. This is particularly critical for understanding the physical mechanisms that cause earthquake triggering : The testing and validation of models first require the correct relation of the aftershocks to their trigger, rather than to an older, generally bigger, ancestor in the triggering chain.

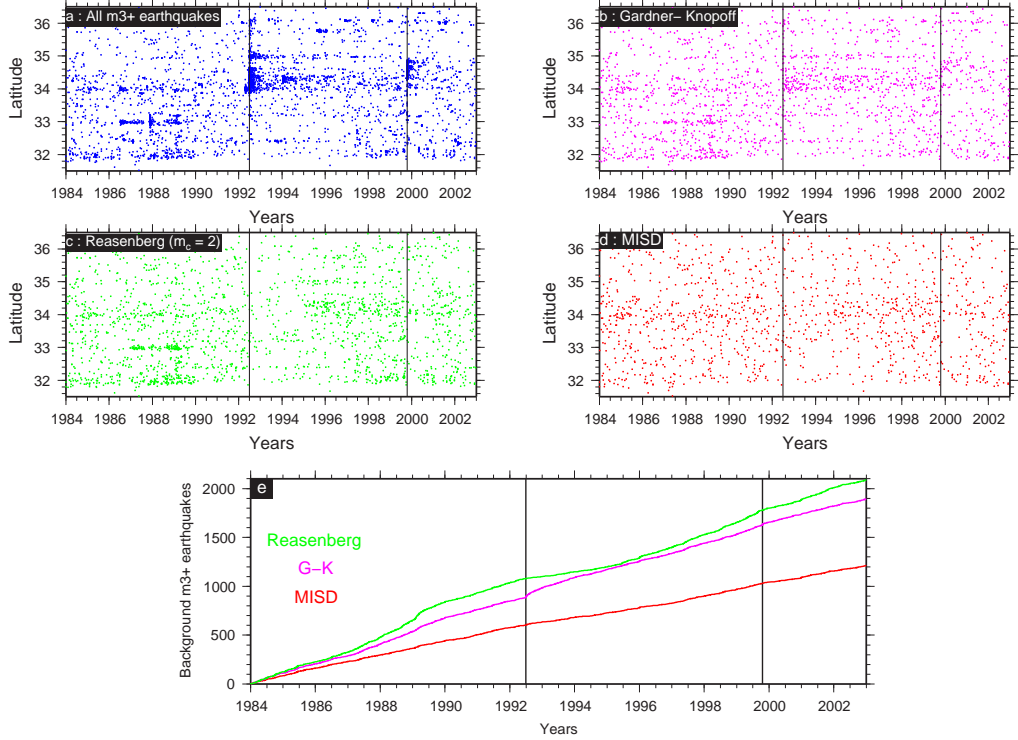


FIG. C.4 – Comparison of declustering algorithms. (A to D) Latitude versus time of occurrence of $m \geq 3$ earthquakes. (A) All earthquakes in the catalog. (B) Declustered catalog using the method of (4). (C) Declustered catalog using the algorithm of (5). Parameters are $r_{fact} = 8$, which gives the number of mainshock rupture lengths up to which a mainshock is supposed to trigger aftershocks; the maximum ahead-time for linking an aftershock to a cluster, which is 1 day if only one event belongs to the cluster, or 5 days otherwise; a probability $P = 95\%$ of confidence of observing the next earthquake in the cluster; $\chi_k = 0.5$, the correction term for increasing the magnitude of completeness during clusters; and a minimum of five earthquakes per cluster. We used the data set with $m_c = 2.0$ but show the declustered earthquakes with $m \geq 3$. Using $m_c = 2.0$ improved the algorithm. (D) Declustered catalog using the present method (model-independent stochastic declustering). (E) Cumulative time series of the three declustered catalogs. The two vertical lines indicate the time of occurrence of the 1992 Landers and 1999 Hector Mine earthquakes.

References and Notes

1. K. R. Felzer, T. W. Becker, R. E. Abercrombie, G. Ekström, J. R. Rice, *J. Geophys. Res.* **107**, 2190 (2002).
2. D. Marsan, *Geophys. J. Int.* **163**, 141 (2005).
3. A. Helmstetter, Y. Y. Kagan, D. D. Jackson, *J. Geophys. Res.* **110**, B05S08 (2005).
4. J. K. Gardner, L. Knopoff, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **64**, 1363 (1974).
5. P. Reasenber, *J. Geophys. Res.* **90**, 5479 (1985).
6. S. D. Davis, C. Frohlich, *Geophys. J. Int.* **104**, 289 (1991).
7. G. M. Molchan, O. E. Dmitrieva, *Geophys. J. Int.* **109**, 501 (1992).
8. J. Zhuang, Y. Ogata, D. Vere-Jones, *J. Am. Stat. Assoc.* **97**, 369 (2002).
9. See supporting material on Science Online.
10. P. Shearer, E. Hauksson, G. Lin, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **95**, 904 (2005).
11. G. Ouillon, D. Sornette, *J. Geophys. Res.* **110**, B04306 (2005).
12. B. E. Shaw, *Geophys. Res. Lett.* **20**, 907 (1993).
13. A. Helmstetter, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 058501 (2003).
14. K. R. Felzer, R. E. Abercrombie, G. Ekström, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **94**, 88 (2004).
15. C. H. Scholz, *The Mechanics of Earthquakes and Faulting* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1991).
16. F. Tajima, H. Kanamori, *Phys. Earth Planet Inter.* **40**, 77 (1985).
17. A. Helmstetter, G. Ouillon, D. Sornette, *J. Geophys. Res.* **108**, 2483 (2003).
18. B. Gutenberg, C. F. Richter, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **142**, 185 (1944).
19. S. Hainzl, F. Scherbaum, C. Beauval, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **96**, 313 (2006).
20. D. Sornette, M. J. Werner, *J. Geophys. Res.* **110**, B09303 (2005).
21. We thank G. Daniel, A. Helmstetter, G. Ouillon, and D. Sornette for constructive discussions. Supported by European Community project VOLUME (FP6-2004-Global-3) (O.L.).

Résumé Diverses approches permettant de retrouver la variation de contrainte dans différents contextes sont abordées. La sismicité est utilisée comme observable dans chacun de ces problèmes. Une méthode d'inversion de contrainte basée sur les équations du modèle de frottement *rate-and-state* est tout d'abord présentée. Dans un deuxième temps, la variation de contrainte produite par une rupture pluri-décakilométrique est analysée. Cette analyse a permis de caractériser les changements de contrainte co- et post-sismique produits par le séisme de 2004 à Parkfield ($M_w = 6.0$), sur des aspérités sismiques avec une résolution encore jamais atteinte. Il ressort en particulier que la variation de contrainte produite par ce séisme sur son plan de rupture est très hétérogène. En outre, il résulte de cette hétérogénéité que la loi d'Omori décrivant l'évolution temporelle des répliques ne correspond qu'à un comportement moyen de l'ensemble des aspérités sur une faille, chaque aspérité suivant quant à elle une dynamique quasi-déterministe. L'étude de la variation de contrainte produite par le remplissage d'un réservoir magmatique a également été réalisée. Sur trois volcans basaltiques (Kilauea et Mauna Loa, à Hawaii et Piton de la Fournaise sur l'île de la Réunion), l'évolution de la sismicité et de la déformation résultant de ce remplissage est décrite. Cette description permet alors l'identification d'un processus magmatique à partir des signaux induits en surface, en particulier à partir du taux de sismicité. Dans un dernier temps, le rôle de la sismicité dans son propre déclenchement est évalué. Une méthodologie ne reposant que sur deux hypothèses simples permet de recouvrir la part de la sismicité qui ne résulte pas d'interactions entre séismes. Finalement, plusieurs extensions de cette méthode, dans le cas où le chargement est non-stationnaire, sont décrites pour retrouver la signature de transitoires aismiques.

Abstract Several approaches leading to the stress evolution in various situations are addressed. The evolution of seismicity is used in each case as an observable, allowing to go back to the stress evolution. After briefly reviewing earthquake generating mechanisms, a stress inversion method based on the rate-and-state friction model is presented. Secondly, stress changes resulting from a strong earthquake are analyzed. This analysis allows to recover co- and post-seismic stress variations, experienced by single asperities, following the 2004, $M_w = 6.0$ Parkfield earthquake. The estimated stress changes show a heterogeneous distribution. It results that the Omori law that describes aftershock sequences is only a mean behavior of the whole population of asperities on the fault plane, each asperity having a quasi-deterministic occurrence pattern. The estimation of the stress evolution produced by an accumulation of magma in a reservoir is also performed. The identification of an ongoing replenishment phase is based on the analysis of seismicity and deformation at three basaltic volcanoes (Kilauea and Mauna Loa, Hawaii and Piton de la Fournaise, Réunion island). The description of such signals is detailed and allows the characterization of a magmatic phenomenon from surface records, especially from seismicity rates. At last, the effect of interacting earthquakes on the global seismicity signal is investigated. A model-independent stochastic declustering technique is proposed. The method is capable of determining the part of the seismicity that does not result from earthquake interactions. Several extensions of the method are proposed to retrieve the signature of aseismic transients from a non-stationary background earthquake rate.

Mots-Clés : dynamique de la sismicité, variation de contrainte, frottement rate and state, volcans basaltiques, Parkfield, declustering