



**HAL**  
open science

# Loi de friction et modélisation numérique du cycle sismique

Marion Y Thomas, Harsha S Bhat

► **To cite this version:**

Marion Y Thomas, Harsha S Bhat. Loi de friction et modélisation numérique du cycle sismique. 2023.  
hal-03923984

**HAL Id: hal-03923984**

**<https://hal.science/hal-03923984v1>**

Preprint submitted on 5 Jan 2023

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

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

## Loi de friction et modélisation numérique du cycle sismique

To appear as a Chapter in “Le cycle Sismique edited by F. Rolandone”

Marion Y. Thomas<sup>1</sup> and Harsha S. Bhat<sup>2</sup>

1. *Institut des Sciences de la Terre Paris, Sorbonne Université, CNRS-UMR 7193, Paris, France.*
2. *Laboratoire de Géologie, École Normale Supérieure, CNRS-UMR 8538, PSL Research University, Paris, France.*

### 1 Les Lois de Friction

#### 1.1 Idées historiques sur la friction

La friction est la résistance au mouvement qui apparaît lorsque deux surfaces en contact glissent l’une contre l’autre. De manière assez général, la notion de “friction” décrit la dissipation qui se produit. La plupart des phénomènes associés au glissement frictionnel peuvent être appréhendés à partir des observations faites par L. da Vinci. Il fut le premier à noter que d’après ses expériences, la friction est proportionnelle à  $1/4$  de la pression appliquée et qu’elle est indépendante de la zone de contact entre les deux surfaces actives. Ce dernier constat lui fut inspiré par le fait que la résistance au glissement d’une corde enroulée est la même que celle d’une corde tendue. Près de deux cents plus tard, au 18<sup>ème</sup> siècle, G. Amontons et de C.-A. de Coulomb, ont procédé à des expériences minutieuses sur la friction, avec pour but d’obtenir des résultats quantitatifs. Le travail collectif de L. da Vinci, G. Amontons et C.-A. de Coulomb a conduit aux deux “lois” fondamentales sur la friction. Ces déclarations, simples et toujours d’actualité, ont une large applicabilité:

- la force de friction agissant entre deux surfaces de glissement est proportionnelle à la charge pressant les surfaces ensemble. C’est-à-dire que ces deux forces ont un rapport constant, souvent appelé coefficient de friction.
- la force de frottement est indépendante de la zone de contact apparente entre les deux surfaces.

Les découvertes qui ont suivies (cf. Chapitre 1), ont poussé les chercheurs à revisiter ces expériences de laboratoire, pour essayer de mieux comprendre les séismes. En 1966, Brace et Byerlee, dans leur papier aujourd’hui célèbre, ont montré que la création de nouvelles fractures n’était pas le seul modèle pouvant expliquer l’existence des failles sismiques Brace & Byerlee (1966). Dans leur protocole expérimental, ils ont pré-découpé un échantillon de roche, appliqué une charge aux extrémités, tout en appliquant une pression de confinement. Ils ont pu observé que le glissement entre les deux morceaux de roche n’était pas continu mais suivait un mouvement saccadé d’accélération et de décélération. Ce fut le début de la théorie, aujourd’hui largement acceptée, d’un contrôle frictionnel des tremblements de terre.

#### 1.2 De la friction statique à la friction dynamique

**1.2.1 Amonton-Coulomb** Si on reprend les lois fondamentales sur la friction d’Amonton-Coulomb, mathématiquement, elles s’expriment de la façon suivante. La force de friction

$\mathbf{F}_{fric} = \tau A$  est indépendante de la surface de contact  $A$  ( $\tau$  étant la contrainte cisailante).  $\mathbf{F}_{fric}$  est proportionnelle à la force normale  $\mathbf{F}_n = \overline{\sigma_{eff}} A$  qui lui est appliquée via la constante  $\mu$  ( $\overline{\sigma_{eff}}$  correspond à contrainte normale effective). On a donc :

$$\mu = \frac{\mathbf{F}_{fric}}{\mathbf{F}_n} = \frac{\tau}{\overline{\sigma_{eff}}} \quad (1)$$

Considérons maintenant un objet de masse  $M$  posé sur une table. La force  $\mathbf{F}_n = Mg$  est donc normale à la surface. On applique une force tangentielle  $\mathbf{F}_t$  parallèle à la surface de la table. Si l'objet est initialement au repos, un mouvement peut se produire si une force  $\mathbf{F}_t$  supérieure à  $\mathbf{F}_{fric}$  est appliquée. Dans ce cas le coefficient  $\mu_s$  est appelé coefficient de friction statique.

$$\mathbf{F}_{fric} = \mathbf{F}_s = \mu_s \mathbf{F}_n \quad (2)$$

Maintenant, si l'objet se déplace à une vitesse finie sur la surface, expérimentalement on trouve que la force de friction est également proportionnelle à la force normale, via le coefficient  $\mu_d$ , appelé coefficient de friction dynamique. :

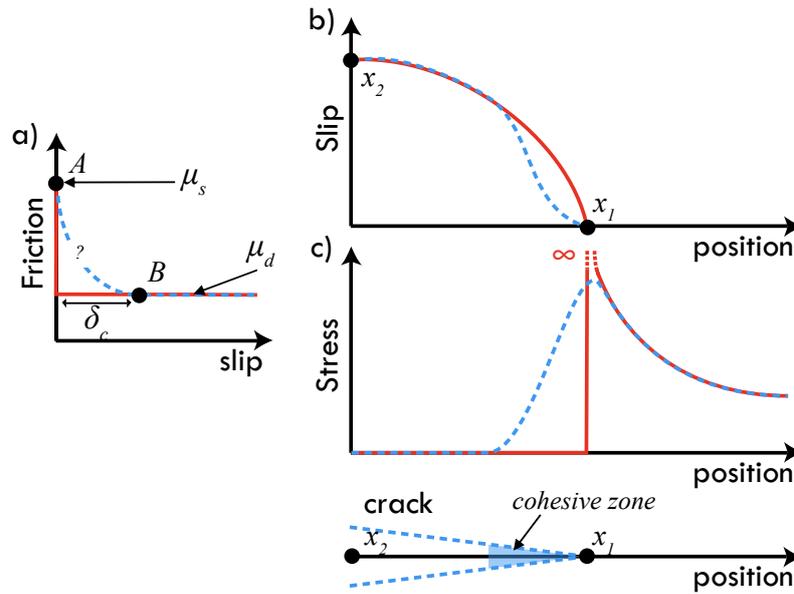
$$\mathbf{F}_{fric} = \mathbf{F}_d = \mu_d \mathbf{F}_n \quad (3)$$

Les premières expériences ont montré que le coefficient de friction statique est différent du coefficient de friction dynamique Rabinowicz (1958). La friction statique a la propriété d'augmenter logarithmiquement avec le temps, et la friction dynamique de dépendre de la vitesse  $V$ .

**1.2.2 Modèle de zone cohésive** À partir des travaux classiques de Kostrov Kostrov (1964, 1966) et Eshelby Eshelby (1969), il est rapidement devenu évident que la friction jouait également un rôle fondamental dans l'initiation, le développement de la rupture et la cicatrization des failles. Le modèle classique d'Amont-Coulomb menait cependant à une impasse. Parmi d'autres problèmes d'ordre physique, il fait l'hypothèse d'une modification instantanée du coefficient de friction, de sa valeur statique à sa valeur dynamique. Ce qui fait apparaître des singularités (contraintes infinies) au front de rupture (modèle rouge dans la figure 1).

Il manque au modèle une échelle de longueur qui permet de définir une quantité finie d'énergie libérée au front de rupture. Il existe deux options possibles. L'une consiste à définir la quantité de glissement caractéristique (entre les deux surfaces), nécessaire pour passer de la friction statique à la friction dynamique. L'autre consiste à introduire un temps caractéristique durant lequel la friction diminue de  $\mu_d$  à  $\mu_s$ . Dans ce deuxième cas, une échelle de longueur caractéristique émerge lorsqu'on lie le temps caractéristique à la vitesse de glissement. Un exemple: pour expliquer ses expériences sur la friction, Rabinowicz Rabinowicz (1958) a introduit la notion de "distance critique"  $d_c$  durant laquelle se comble l'écart entre la friction statique et la friction dynamique. Il relie cette distance critique à la vitesse,  $V = D_c/t_w$ . Ici,  $t_w$  est appelé *weakening time*, ce qui peut se traduire par "temps d'adoucissement".

De manière générale, des lois dites en *weakening friction* furent donc développées pour reproduire le comportement sismique. On parle de *weakening* ou "adoucissement", car la friction diminue avec le glissement (ou le taux de glissement), ce qui rend ces lois capables de



**Figure 1.** Comparaison entre le modèle de rupture faisant l'hypothèse d'une élasticité linéaire (courbe rouge) et le modèle de zone cohésive (courbe bleue en pointillée). a) Coefficient de friction en fonction de la quantité de glissement. b) Quantité de glissement en fonction de la position le long de la fracture. Le point  $x_1$  est en position A sur la courbe de friction et le point  $x_2$  en position B. c) Champ de contrainte à proximité du front de rupture.

produire des instabilités Bocquet (2013); Zhuravlev (2013); Romanet (2017). Cet ingrédient est nécessaire pour pouvoir attendre des vitesses sismiques (m/s) dans les modèles. Nous présentons les plus usités dans les sections suivantes.

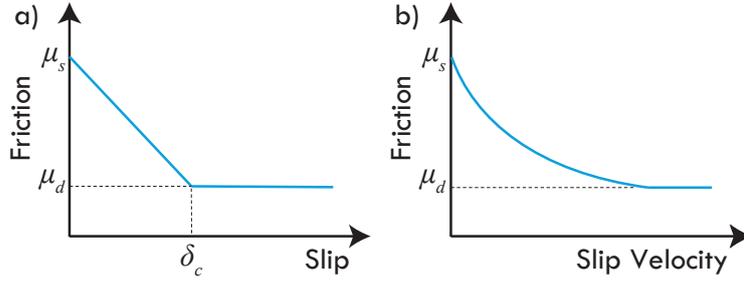
### 1.3 Loi de friction en *slip weakening*

En mécanique de la fracture, le modèle “d'adoucissement” de la friction avec la distance, également connu sous le nom de modèle de zone cohésive (*cohesive zone model* en anglais), fait le postulat que :

- le processus de rupture, qui fait passer de la friction statique à la friction dynamique, est confiné au plan de fracture,
- la déformation inélastique commence lorsque les contraintes au front de rupture atteignent un certain niveau critique,
- on atteint la valeur du coefficient dynamique de friction lorsque le déplacement sur le plan de fracture dépasse une valeur critique  $\delta_c$  Leonov & Panasyuk (1959); Barenblatt (1959); Dugdale (1960).

Cette loi fut introduite dans le cadre de l'étude des fractures en tension, afin de résoudre le problème d'apparition de singularités (contraintes infinies) au front de rupture (modèle bleu dans la figure 1).

Afin de modéliser des ruptures dynamiques, la loi de friction dite en *slip weakening* fut introduite par Ida (1972) et Andrews (1976) pour des modèles 2D et par Day (1982) pour des modèles 3D. C'est un analogue du modèle de zone cohésive, mais pour des fractures en mode II, c'est-à-dire pour du cisaillement. Dans cette loi, le glissement est



**Figure 2.** Illustration schématique de (a) la loi de friction en *slip weakening*, (b) la loi de friction en *velocity weakening*

nul jusqu'à ce que la contrainte cisailante  $\tau$  atteigne une valeur maximale (limite d'élasticité) que nous désignerons par  $\tau_f^s$ . Une fois cette contrainte atteinte, le glissement commence et la résistance au frottement  $\tau_f$  diminue linéairement jusqu'à la valeur  $\tau_f^d$ , i.e., lorsque le plan a glissé d'une valeur critique  $\delta_c$ :

$$\tau_f(\delta) = \begin{cases} (\tau_f^s - \tau_f^d) \left(1 - \frac{\delta}{\delta_c}\right) + \tau_f^d & ; \delta < \delta_c \\ \tau_f^d & ; \delta > \delta_c \end{cases} \quad (4)$$

Si on combine cette loi avec celle d'Amontou-Coulomb (equation 1), on alors:

$$\tau_f(\delta) = \begin{cases} \left[ (\mu_s - \mu_d) \left(1 - \frac{\delta}{\delta_c}\right) + \mu_d \right] \overline{\sigma_{eff}} & ; \delta < \delta_c \\ \mu_d \overline{\sigma_{eff}} & ; \delta > \delta_c \end{cases} \quad (5)$$

où  $\mu_d < \mu_s$ . Palmer et Rice Palmer & Rice (1973) ont présenté dans leur article une loi très proche pour laquelle ils ont pu dériver, pour le front de rupture, une solution analytique complète. Ils ont montré que cette loi permet de régulariser le modèle numérique en redistribuant les contraintes et le glissement sur une distance contrôlée par l'échelle de longueur présente dans la loi de friction.

Quelques points subtils mais importants à propos de la loi en *slip weakening*:

- i. **Glissement infini?** Cette loi de friction décrit le début et la croissance d'une rupture sismique. Plus la faille glisse, plus sa résistance est faible. Si la contrainte cisailante sur la faille,  $\tau$ , est uniforme alors cette loi implique que la faille continuera de glisser indéfiniment. Ce qui ne correspond pas aux observations. Il y a donc deux possibilités. Soit  $\tau$  est hétérogène le long de la faille en raison de sa complexité géométrique (branches, plan non linéaire, saut de faille, etc...) ou en lien avec les tremblements de Terre passés. La seconde possibilité, puisque les failles ont une longueur finie, est que la rupture s'arrête parce que le séisme a rompu l'ensemble du plan de glissement. Par conséquent lorsqu'il atteint la limite géométrique de la faille, la résistance au frottement,  $\tau_f$ , est infinie par définition. Pour les petits tremblements de Terre, c'est vraisemblablement le premier cas qui rentre en jeu. Pour les plus grands, on peut supposer que c'est le deuxième.
- ii. **Chargement de la faille?** Cette loi n'explique pas comment le prochain tremblement de Terre se produit. En effet, suite à un séisme, l'ensemble du plan faille qui a rompu doit logiquement avoir une contrainte cisailante égale à la friction dynamique fois la

contrainte normale effective, i.e.,  $\tau = \tau_f^d = \mu_d \overline{\sigma_{eff}}$ . Or, pour que le prochain séisme puisse se nucléer et se propager, il faut que  $\tau$  augment à nouveau pour atteindre la valeur  $\tau_f^s$ . On parle de “cicatrisation” du plan de faille. Or la loi en *slip-weakening* ne le permet pas. Elle est donc appropriée pour modéliser une seule rupture mais pas pour simuler le “cycle sismique”, où, sur une longue période de temps, se succèdent périodes inter-sismiques et tremblements de Terre.

- iii. **Et le fluage?** Si on reprend la loi 4, mais que  $\mu_s < \mu_d$ , on aura alors une augmentation de la friction avec le glissement, ce qui n’engendre pas d’instabilités. On parle de comportement en *slip-hardening*, ce qui conduit à un comportement de type “fluage”.

## 1.4 Loi de friction en Rate weakening

Afin de répondre à la problématique de “cicatrisation” du plan de faille, i.e., pour permettre un retour de la contrainte cisailante  $\tau$  à une valeur  $\tau_f^s$ , Burridge et Knopoff R. Burridge (1967) propose un nouvel modèle. Ils s’appuient sur une observation clef en laboratoire: une fois que le plan a glissé de la valeur critique  $\delta_c$ , la friction devient une fonction du taux de glissement  $V$  :

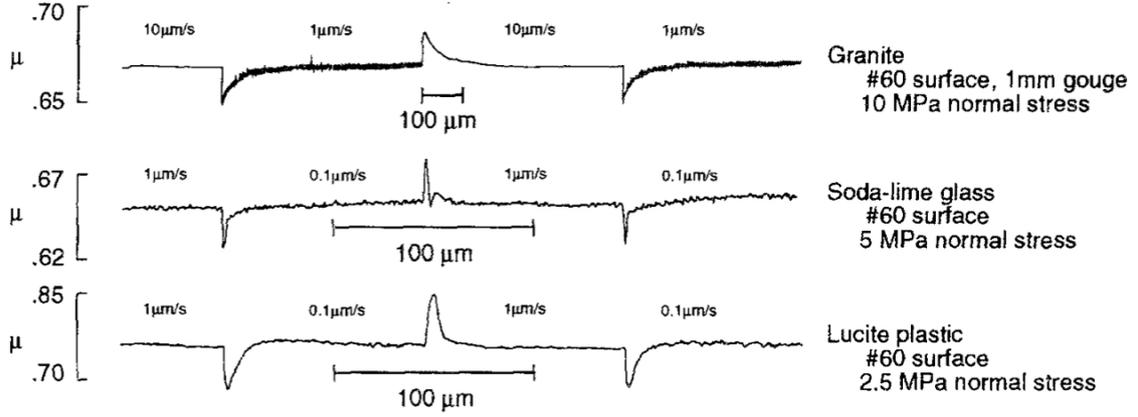
$$\tau_f(V) = (\tau_f^s - \tau_f^d) \frac{V_0}{V_0 + V} + \tau_f^d \quad (6)$$

où  $V_0$  correspond à la vitesse de glissement caractéristique. Lorsque la vitesse de glissement est beaucoup plus petite que  $V_0$ , la résistance de la faille au glissement correspond à la friction statique ( $\mu_s$ ) fois la contrainte normale effective ( $\overline{\sigma_{eff}}$ ), i.e.,  $\tau_f^s$ . A l’inverse, lorsque la vitesse de glissement est beaucoup plus grande que  $V_0$ , la résistance de la faille au glissement correspond à  $\tau_f^d = \mu_d \overline{\sigma_{eff}}$ . Ainsi, lors d’un tremblement de terre, la résistance baisse car la vitesse de glissement est importante, de l’ordre de 1 m/s. En revanche, elle augmente rapidement à mesure que le glissement sur la faille ralentit, lorsqu’il atteint des vitesses de chargement l’ordre du mm/am au cm/an. Ainsi, cette loi peut non seulement modéliser un séisme individuellement et mais également le cycle sismique dans son ensemble. Burridge et Knopoff R. Burridge (1967) ont appliqué cette loi de friction sur une série de patin-ressorts connectés utilisée comme proxy d’un milieu élastique hébergeant une faille (cf. section 2.1.1).

## 1.5 Loi de friction de type *rate-and-state*

**1.5.1 Observations** Dans la continuité des travaux de Brace et Byerlee Brace & Byerlee (1966), de nouveaux protocoles expérimentaux ont vu le jour. En particulier, on a cherché à explorer l’effet du changement abrupt de vitesses observé dans la nature, quand on passe des vitesses asismiques ( $\sim$ cm/an) aux vitesses sismiques ( $\sim$ m/s). Des expériences avec des sauts de vitesse dans le chargement du système ont été réalisées (figure 3). Dans son papier de 1998, Chris Marone Marone (1998) propose un compte rendu exhaustif de ces travaux. On peut en tirer quatre observations clefs (figure 4).

- i. Un changement abrupt du taux de glissement entraînent d’abord une augmentation soudaine du coefficient de friction. On l’appelle l’effet direct.
- ii. On observe ensuite un ajustement transitoire vers une nouvelle valeur stationnaire du coefficient de friction.
- iii. Le coefficient de friction frottement dynamique dépend de la vitesse de glissement.



**Figure 3.** Expériences sur la friction, en appliquant des sauts de vitesses, pour différents types de matériaux, publiées par Dieterich en 1994 Dieterich & Kilgore (1994)

- iv. Le coefficient de friction statique augmente avec le temps lorsque les deux surfaces en contact ne présente aucune mouvement.

**1.5.2 Loi(s) empirique(s)** James H. Dieterich fut le premier à proposer une loi empirique reproduisant qualitativement et quantitativement ces observations Dieterich (1979a,b). Il s'est notamment basé sur ses propres expériences de cisaillement, avec des saut de vitesses, qui mettaient en jeu deux blocs broyés de granodiorite. Il s'est aussi appuyé sur les expériences précédentes, démontrant que le coefficient de friction statique augmente avec le temps Rabinowicz (1958). Il a ainsi interprété la diminution du coefficient friction avec la vitesse, comme un effet de la réduction du temps de contact moyen. Pour cette raison, dans sa loi de friction, le coefficient de friction passe de  $\mu_s$  à  $\mu_d$  sur une distance  $D_c$ , qui relie le temps de contact  $t$  à la vitesse de glissement  $V$  comme suit:  $V = D_c/t$ . En cela, il a adopté une approche similaire à celle proposée par E. Rabinowicz (cf. section 1.2). Cette loi qu'il propose permet d'unifier les différents coefficients de friction statiques et dynamiques en un seul coefficient, dépendant du taux de glissement. Elle fut ultérieurement améliorée par Ruina (1983), en introduisant une variable d'état  $\theta$ , qui suit une loi d'évolution. Une manière courante d'interpréter  $\theta$  est de la relier à la durée de vie des aspérités présentes sur les surface en contact. La loi fut donc baptisée loi de friction en *rate-and-state*, en raison de l'existence de cette variable d'état (*state*) et de la dépendance du coefficient de friction à la vitesse (*rate*).

Une forme moderne de la loi *rate-and-state* a été donnée par Marone (1998):

$$\tau_f(V, \theta) = \left[ \mu_0 + a \log \left( \frac{V}{V_0} \right) + b \log \left( \frac{\theta V_0}{D_c} \right) \right] \overline{\sigma_{eff}} \quad (7)$$

En l'associant soit à une loi d'état dite *aging law*:

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{\theta V}{D_c} \quad (8)$$

Soit à une loi d'état dite *slip evolution*:

$$\dot{\theta} = -\frac{V\theta}{D_c} \log \left( \frac{V\theta}{D_c} \right) \quad (9)$$

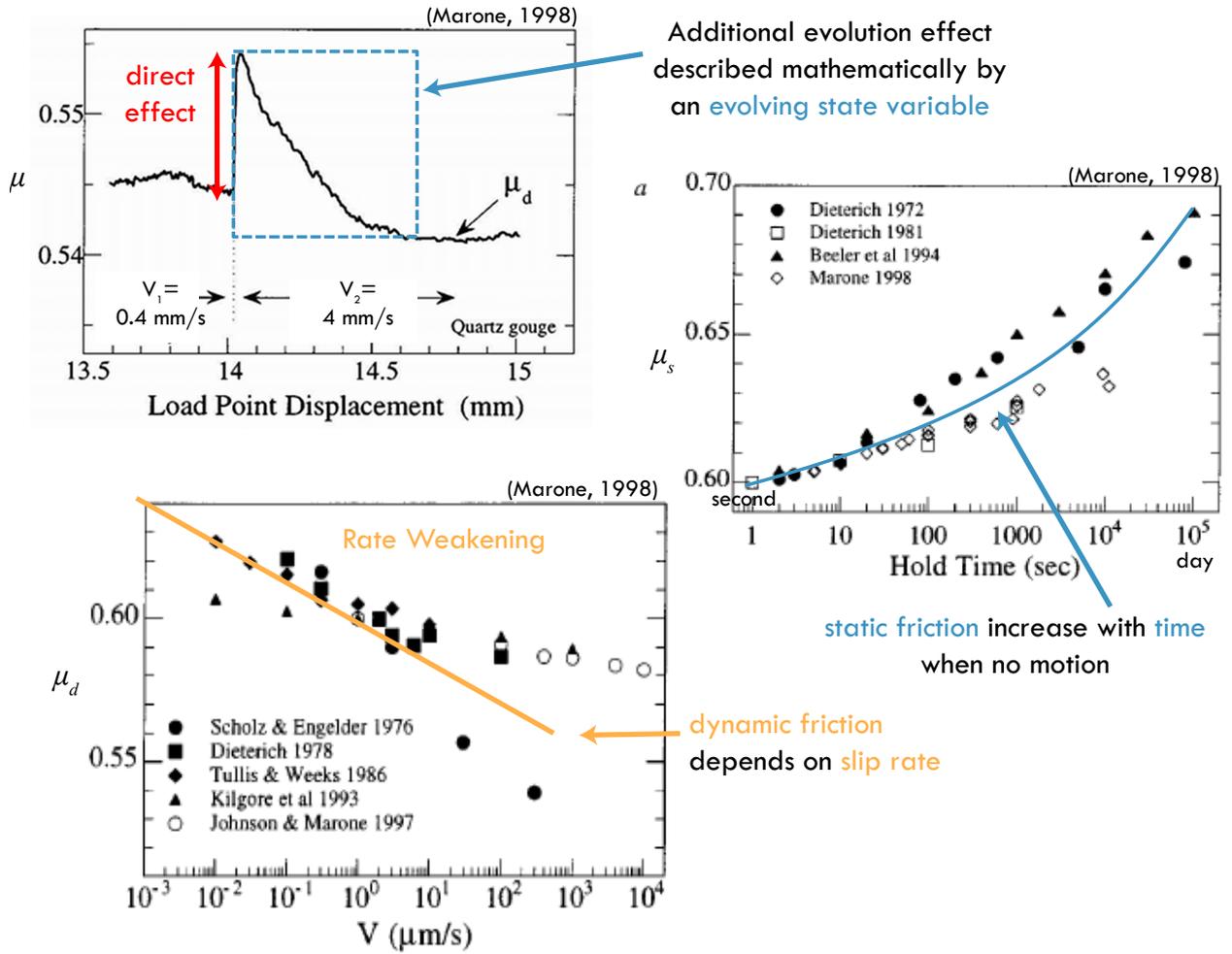


Figure 4. Expériences sur la friction, figures modifiées d'après C. Marone Marone (1998)

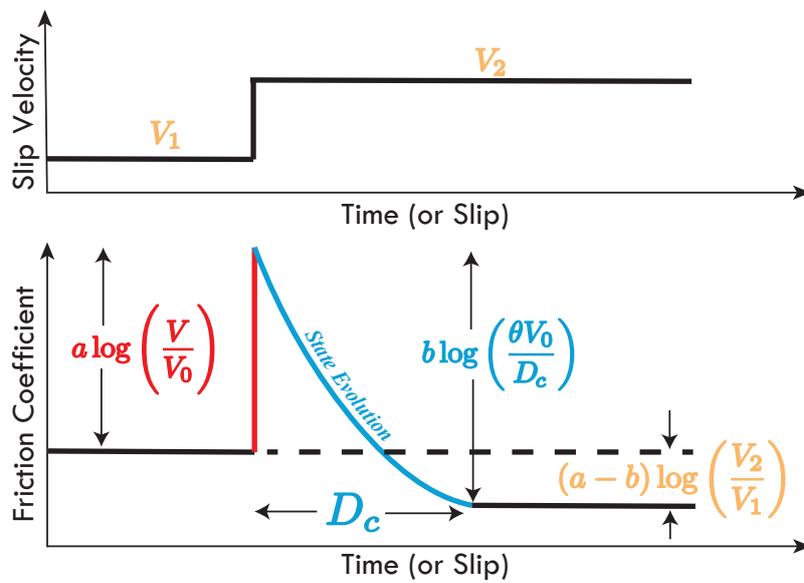


Figure 5. Illustration schématique de la loi rate-and-state

Ici,  $a > 0$  et  $b$  sont des paramètres d'état, d'un ordre de grandeur de  $\sim 10^{-2}$ , associés respectivement à l'effet directe et au changement transitoire du coefficient de friction (Figure 5).  $f_0$  correspond au coefficient de friction de référence à la vitesse de référence  $V_0$ .

À vitesse de glissement constante,  $V$ , le coefficient de friction et la variable d'état évoluent vers une valeur stationnaire,  $f_{ss}$  et  $\theta_{ss}$ . On peut donc réécrire la loi *rate-and-state* de la manière suivante:

$$\theta_{ss} = D_c/V \quad \& \quad f_{ss} = f_0 + (a - b) \log \frac{V}{V_0} \quad (10)$$

Ainsi, lorsque  $(a - b) < 0$ , le coefficient de friction diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. On parle de matériau en *rate-weakening*. Si  $(a - b) > 0$  alors nous obtenons un comportement en *rate-strengthening*.

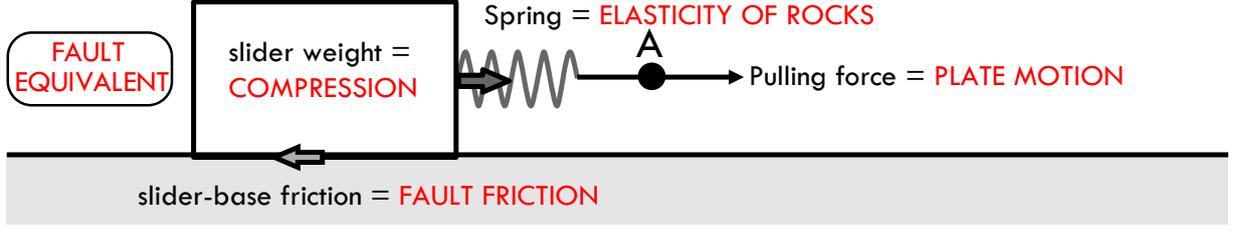
Actuellement, aucune des lois d'état (equations 8 & 9) ne reproduit l'ensemble des données expérimentales. Quelques points subtils mais importants à ce propos:

- i. **La loi dite *slip evolution*** ne reproduit pas la dépendance temporelle logarithmique du coefficient de friction statique (figure 4). Si  $\dot{\delta} = 0$ ,  $\theta$  n'évolue pas avec le temps. C'est probablement la raison pour laquelle les modélisateurs ont tendance à privilégier la loi dite *aging law* Ampuero & Rubin (2008).
- ii. **La loi dite *aging law***, si elle répond à la problématique précédente, cette loi présente une réponse non symétrique selon qu'on introduit un saut de vitesse positive (augmentation) ou négatif (diminution) Blanpied et al. (1998); Ampuero & Rubin (2008).
- iii. **Autres lois d'état** - Plusieurs modifications ont été proposées pour améliorer la loi d'état, en introduisant, par exemple, une dépendance à la contrainte normale Linker & Dieterich (1992), en proposant une toute autre évolution du paramètre  $\theta$  Perrin et al. (1995); Kato & Tullis (2001), ou en ajoutant une dépendance au taux de cisaillement Bhattacharya et al. (2015). Néanmoins, aucune de ces lois n'a apporté de consensus.

En revanche, d'autres modifications prometteuses ont permis de se rapprocher des observations faites dans la nature (cf section 3.2). Ont été ajoutés d'autres mécanismes de friction basés sur la physique comme l'augmentation de la friction par des effets de dilatance Segall & Rice (1995); Segall & Bradley (2012), ou une diminution de la friction effective par la pressurisation des fluides interstitiels Rice (2006); Schmitt et al. (2011).

## 2 Modélisation simple des failles

Dans la partie cassante de la croûte, la déformation est essentiellement localisée le long d'accidents majeurs, les failles, en réponse au mouvement des plaques à la surface de la terre. Le long de ces failles, on observe deux comportements majeurs: soit la faille flue de manière continue, à une vitesse comparable à celles des plaques (mm/an à cm/an), soit elle reste bloquée pendant des années, voir des siècles, et glisse de manière soudaine dans un laps de temps très court, de l'ordre de la seconde, engendrant ainsi un tremblement de terre. Un séisme de magnitude  $M_w$  4-5 correspondent à un glissement moyen de quelques centimètres, un  $M_w$  7 de quelques mètres et un  $M_w$  9 de 10 à 20 mètres. On observe donc des vitesses de glissement de l'ordre du m/s, à l'origine des ondes sismiques destructrices qui se propagent dans le milieu environnant. Un analogue simple pour représenter le comportement des failles



**Figure 6.** *Modèle patin-ressort.*

à la surface de la terre est celui du “patin-ressort” (Figure 6). Il est décrit dans la section qui suit.

## 2.1 Modélisation du glissement sur une faille: fluage ou séisme

**2.1.1 Modèle du patin-ressort** Dans le modèle du patin-ressort la force qui tire de manière constante le ressort attaché au patin représente le mouvement des plaques. La constante de raideur  $k$  du ressort représente les propriétés élastiques de la roche, le poids du patin, la compression et la friction basale du patin, la friction du plan de faille (Figure 6).

On a donc une compétition entre la force de cisaillement tirant le bloc,  $\mathbf{F}_{spr}$ , et la force de friction qui lui résiste,  $\mathbf{F}_{fric}$ , définies comme suit:

$$\mathbf{F}_{spr} = \tau \times A = k \times x \quad (11)$$

$$\mathbf{F}_{fric} = \mu \times \overline{\sigma_{eff}} \times A = \mu \times \mathbf{F}_n \quad (12)$$

Pour rappel  $\tau$  correspond à la contrainte cisailante,  $A$  à l’air de contact,  $k$  au coefficient de raideur du ressort,  $\overline{\sigma_{eff}}$  la contrainte normale effective, et  $\mu$  le coefficient de friction. En fonction de la loi que l’on applique à  $\mu$ , par exemple *slip-hardening* ou *slip-weakening*, on peut reproduire du “fluage” ou des “séismes”, comme observés dans la nature (cf. section 1.3). Dans le cas des failles produisant des séismes on parle de comportement *stick-slip*. C’est-à-dire que l’on alterne entre de longues périodes où la faille ne bouge pas mais où la contrainte s’accumule (*stick*) et des périodes où la contrainte accumulée dépasse la résistance de la faille au glissement, ce qui engendre un déplacement (*slip*).

**2.1.2 Bilan des forces** En appliquant une loi de friction *slip-weakening* au modèle du “patin-ressort”, on peut donc reproduire un comportement *stick-slip*:

### Phase 1: “stick”

Dans un premier temps le ressort est étiré d’une distance  $x$  mais le patin ne bouge pas (phase 1 dans les figures 6 et 8). On a donc :

$$F_{spr} + F_{fric} = 0 \quad (13)$$

### Phase 2a: “slip-acceleration”

Ensuite, lorsque la contrainte cisailante,  $\tau$ , égale la résistance de la faille au glissement,  $\tau_f^s = \mu_s \overline{\sigma_{eff}}$ , le patin commence à se déplacer. Puisque le patin glisse dans la direction parallèle à  $\mathbf{F}_{spr}$ , cette dernière décroît, de même que  $\mathbf{F}_{fric}$  puisque l’on a appliqué une friction de type *slip-weakening* au modèle (cf eq. 4). Lorsque  $\mathbf{F}_{spr}$  excède  $\mathbf{F}_{fric}$ , le patin

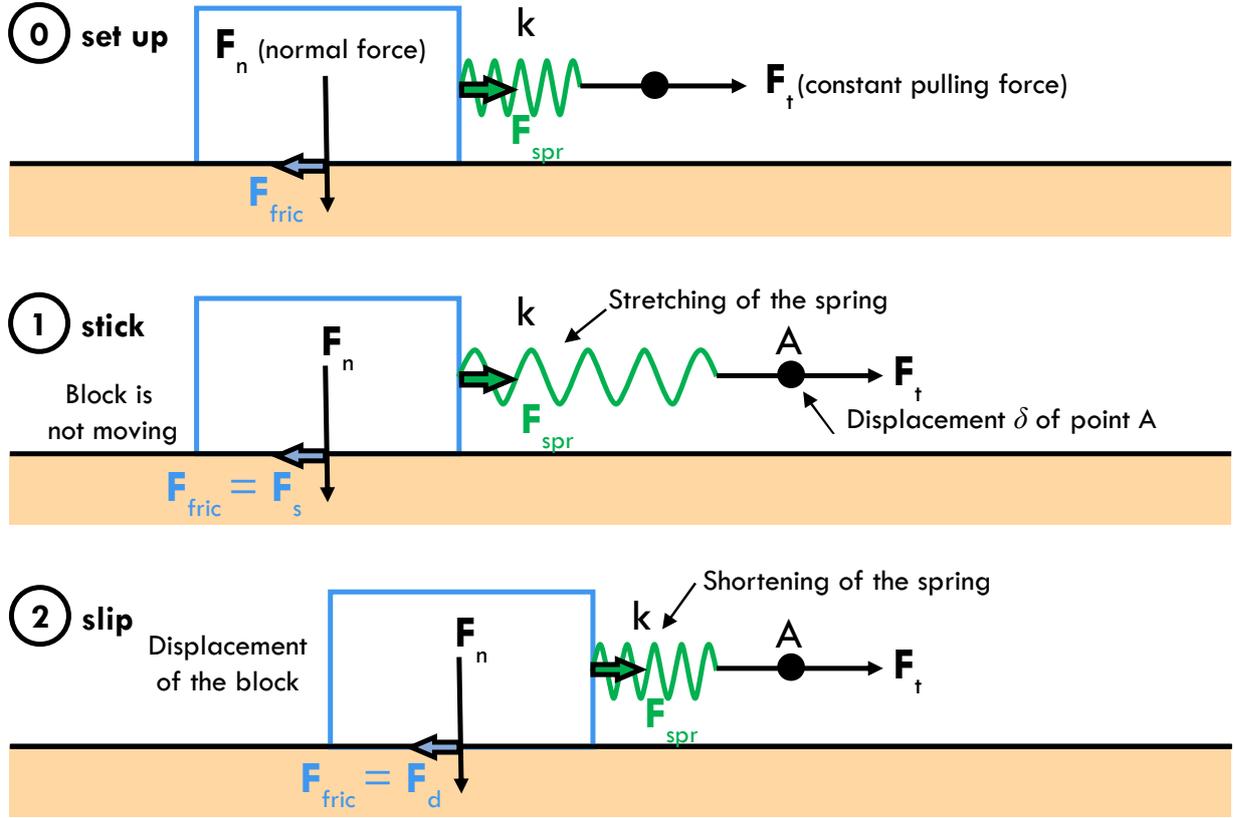


Figure 7. Modèle patin-ressort - décomposition du mouvement stick-slip.

accélère (phase 2a. de la figure 8). On ajoute donc une force d'inertie à l'équation 13.

$$\mathbf{F}_{spr} + \mathbf{F}_{fric} = m\ddot{x} \quad (14)$$

### Phase 2b: “slip-deceleration”

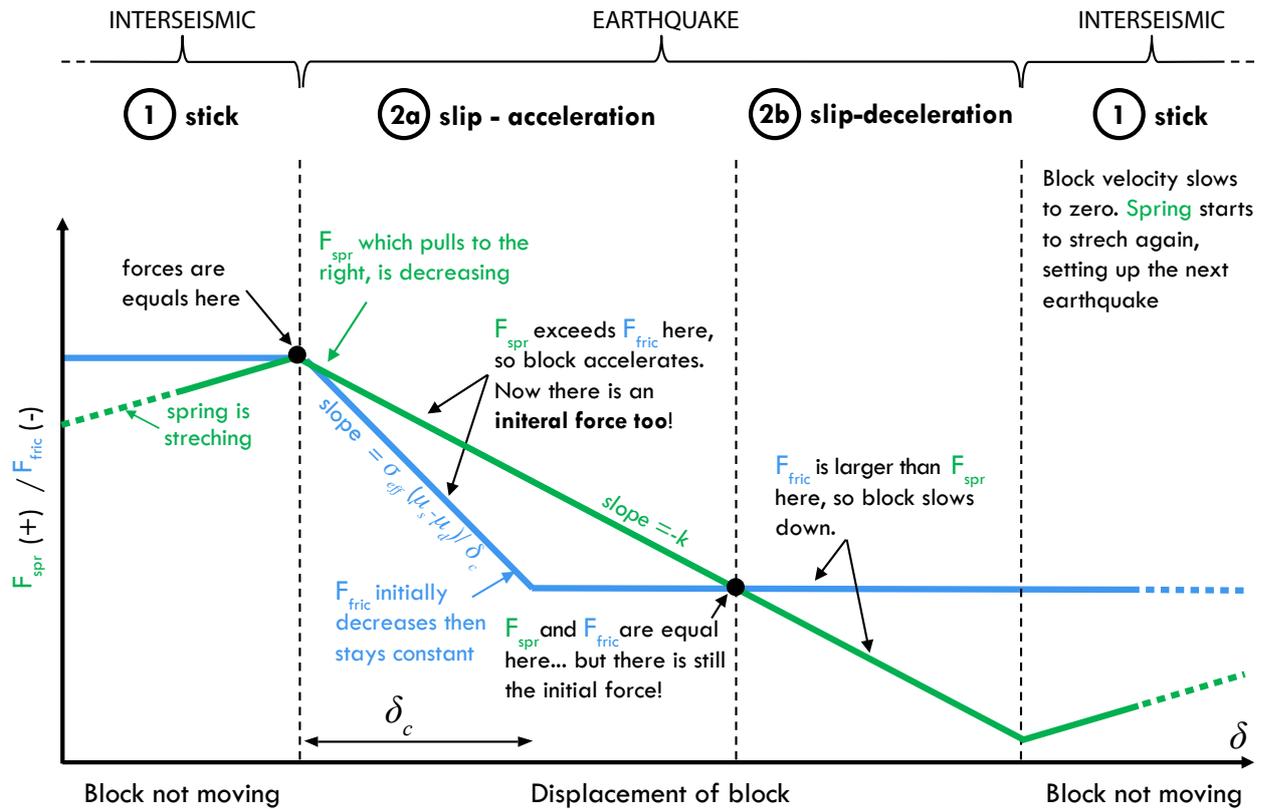
Lorsque le coefficient de friction  $\mu$  atteint sa valeur dynamique  $\mu_d$ , la  $\mathbf{F}_{fric}$  reste constante alors que la  $\mathbf{F}_{spr}$  continue de diminuer (phase 2b de la figure 8). Le patin finit pas décélérer. Après son arrêt complet, on reprend la phase 1 qui correspond à l'étirement du ressort.

**2.1.3 Critère d'instabilité** On a une “instabilité”, i.e. une accélération du glissement lorsque  $\mathbf{F}_{fric}$  décroît plus rapidement que  $\mathbf{F}_{spr}$  pendant le glissement (Phase 2a). Par conséquent le critère d'instabilité est défini par la relation suivante, où  $k$ , la “raideur” du ressort, doit être inférieure à une valeur critique  $k_c$ :

$$k < k_c = \left| \frac{\overline{\sigma_{eff}}(\mu_s - \mu_d)}{\delta_c} \right| \quad (15)$$

A l'inverse, le glissement par fluage se produit si  $k > k_c$ , i.e., si le système est “rigide” ( $k$  élevé) ou si la contrainte normale est faible.

**2.1.4 Représentation d'une zone de subduction.** Un moyen simple de représenter un zone de subduction consiste alors à combiner plusieurs patin reliés entre eux par des ressorts, comme l'ont proposé Burridge et Knopoff en 1967 R. Burridge (1967). La zone



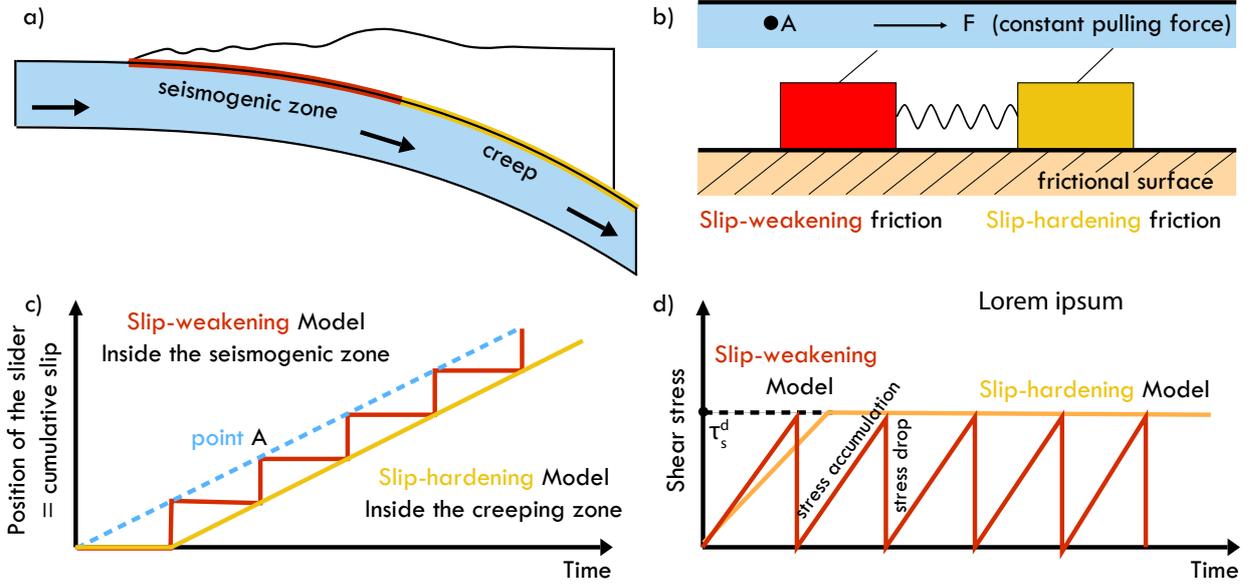
**Figure 8.** Bilan des forces pour le modèle patin-ressort avec une loi de friction en slip-weakening

asismique en profondeur est représentée par un patin dont la friction basale répond à une loi de type *slip-hardening*, et la zone sismogénique, par un patin dont la friction basale suit une loi en *slip-weakening* (figure 9a et b). On observa alors que le glissement, pour la zone sismogène, s’accumule en “marche d’escalier” (figure 9c). Cela se traduit par des variations en “dent-de-scie” de la contrainte cisailante, qui est accumulée sur des longues périodes de temps puis relâchée en quelques secondes (figure 9d). On parle alors de chute de contrainte ou *stress-drop*. Pour la zone asismique, après avoir dépassé un plateau, qui correspond au temps qu’il faut pour que la contrainte cisailante atteigne la valeur de résistance du patin au glissement, i.e.,  $\tau_d^s$  (figure 9d), le glissement s’accumule de manière continue, on a donc bien du “fluage” (figure 9c).

## 2.2 Modélisation du cycle sismique

**2.2.1 Passage à la loi rate-and-state** Comme nous l’avons évoqué dans la section 1.3, si le modèle précédent permet de reproduire les étapes essentielles qui conduisent au glissement sismique, il ne permet pas d’enchaîner plusieurs événements, puisque  $\mu$  ne retourne pas à sa valeur statique  $\mu_d$  (figure 8). En revanche, la loi R&S, avec la variable d’état  $\theta$ , prend en compte la “cicatrisation” du plan de faille (figure 10).

Si on reprend le modèle du patin-ressort, et que l’on remplace la loi de friction *slip weakening* par une loi de type *rate-and-state*, on peut dériver un nouveau critère d’instabilité. Dans ce second cas, lors de la phase d’accélération (2a dans figure 10), la pente de  $F_{fric}$  est approximativement égale  $\overline{\sigma_{eff}}(b-a)/D_c$ . Par conséquent, pour engendrer une instabilité et



**Figure 9.** Modélisation d'une subduction en utilisant la méthode du patin-ressort. a) représentation schématique d'une subduction. b) Modèle conceptuel. c) Accumulation du glissement avec le temps. c) État de la contrainte cisailante au court du temps.

potentiellement un tremblement de terre, on doit avoir la relation suivante:

$$k < k_c \approx \left| \frac{\overline{\sigma_{eff}}(b-a)}{D_c} \right| \quad (16)$$

**2.2.2 Implication pour la taille de nucléation des séismes** Pour passer du modèle de patin-ressort à celui un peu plus réaliste d'une Terre au comportement élastique, on se base sur la théorie de l'élasticité pour déterminer la valeur  $k$  d'un crack elliptique:

$$k = \frac{G}{(1-\nu)L} \quad (17)$$

où  $G$  correspond au module de cisaillement,  $\nu$  au coefficient de Poisson et  $L$  à longueur de la zone qui glisse sur le plan de faille (figure 11). Dans ce cas, l'instabilité se produit si la décroissance de la force de friction est plus forte que la décroissance de la force élastique, et l'équation 16 se réécrit:

$$\frac{G}{(1-\nu)L} < k_c \approx \left| \frac{\overline{\sigma_{eff}}(b-a)}{D_c} \right| \quad (18)$$

En conséquence, la zone qui glisse doit être plus grande qu'une taille critique  $L_c$  pour devenir instable et engendrer la nucléation d'un séisme:

$$L < L_c \approx \left| \frac{D_c G}{(1-\nu)\overline{\sigma_{eff}}(b-a)} \right| \quad (19)$$

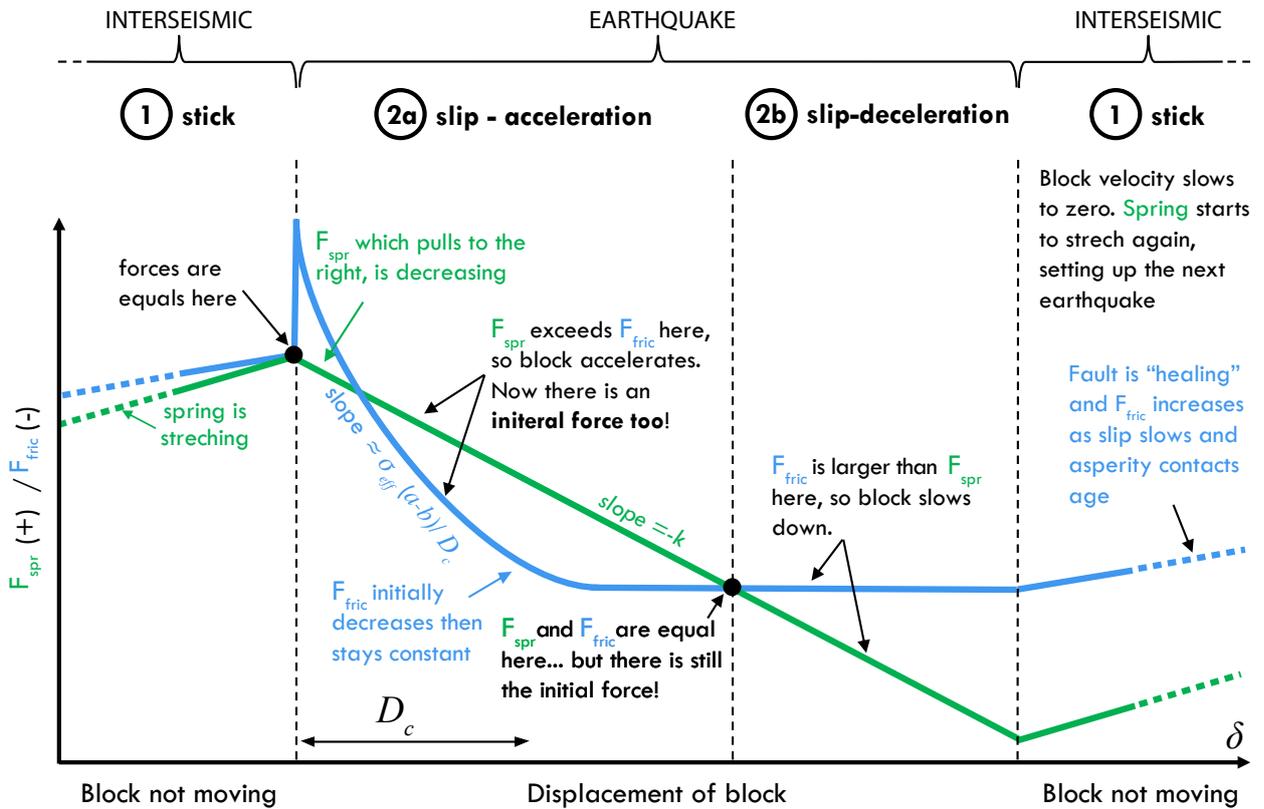


Figure 10. Bilan des forces pour le modèle patin-ressort avec une loi de friction en “rate-weakening” (Rate-and-state law)

2.2.3 Modèle en milieu continu Dans son article fondateur de 1993 Rice (1993), J. R. Rice souligne l'importance de passer des modèles “patin-ressort” aux modèles en milieu continu. Il a notamment démontré que:

“Alors que les équations de la dynamique newtonienne sont résolues de manière exacte dans ces modèles de Burridge-Knopoff (patin-ressort), il n'est pas précisée que la solution dynamique pour une rupture le long d'une chaîne de patin-ressorts, même infinie, ne correspond pas à la solution dynamique d'une rupture le long d'une faille dans un milieu continu élastique. La réponse

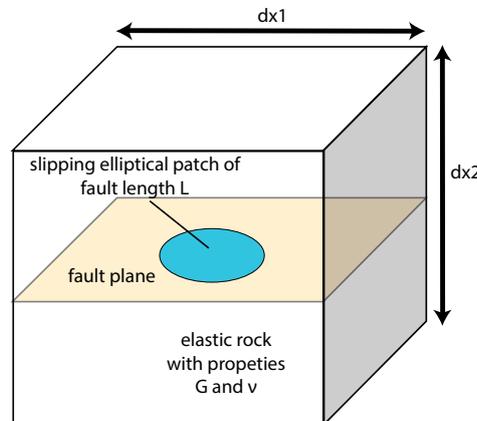


Figure 11. Modèle de nucléation

*des modèles B-K à un changement instantané de contrainte pendant la rupture correspond à un changement instantané de l'accélération, mais il n'y a pas de changement instantané de la vitesse".*

Dans les modèles continus c'est en revanche vrai. L'autre inconvénient majeur, précise-t-il est qu'il

*'n'y a pas d'analogie au rayonnement énergétique sous forme d'ondes sismiques dans les modèles B-K. Toute l'énergie potentielle perdue dans le système lors d'une rupture est entièrement prise en compte dans le travail de la force de friction; il n'en va pas de même pour la rupture dans un milieu continu".*

Il est donc primordiale dans cet ouvrage de souligner que si le modèle du "patin-ressort" permet de reproduire qualitativement les phénomènes observés dans la nature, il est essentiel de passer à un modèle en milieu continu si l'on souhaite développer des modèles numériques robustes. Le lecteur intéressé pourra se référer à l'ouvrage intitulé *The mechanics of faulting: from laboratory to real earthquakes* Bizzarri & Bhat (2012).

### 3 Une réalité physique plus complexe

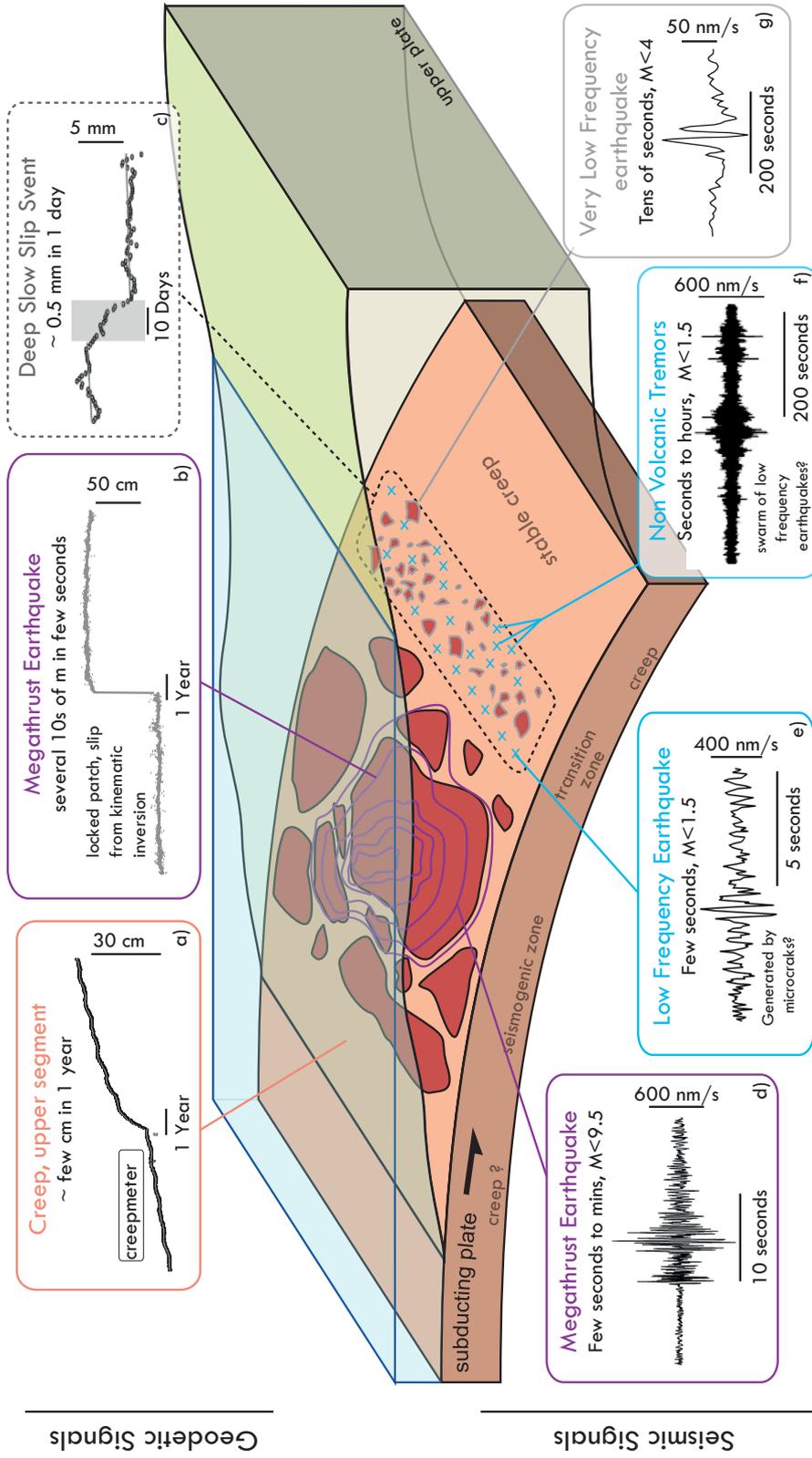
Dans cette dernière partie nous soulignons la complexité, tant structurelle que dynamique, d'une zone de faille. Si les outils décrits précédemment sont essentiels pour comprendre le cycle sismique au premier ordre, l'existence des données d'observation, de plus en plus précises, et la mise à disposition d'outils de calculs extrêmement performants nous oblige à développer de nouveaux modèles, physiquement plus réalistes, pour franchir une nouvelle étape dans la compréhension des systèmes actifs, sismogéniques. Et qui sait un jour "prédire" les tremblements de Terre?

#### 3.1 Variabilité dans le mode de glissement des failles

**3.1.1 Vitesses de déformation** Jusqu'à récemment, la déformation au niveau des zones de failles dans la partie cassante de la croûte était imputée soit aux séismes, soit à du glissement lent continu pendant la période inter-sismique (fluage) ou post-sismique. Ce dernier phénomène est appelé *afterslip* et correspond à une accélération du glissement aiséismique sur la faille, de type logarithmique, qu'on observe après les grands séismes. Cependant aujourd'hui, ce paradigme de deux comportements "extrêmes" est remis en question.

Les avancées technologiques et méthodologiques dans le domaine de la géodésie et de la sismologie ont significativement amélioré nos capacités à mesurer les taux de déformations et ce, avec une résolution accrue. Ces observations ont permis de documenter une grande variabilité de la dynamique du glissement dans la zone sismogénique (figure 12). Les failles peuvent avoir un comportement majoritairement sismique, glisser lentement de façon stable Thomas et al. (2014a) ou transitoire Rousset et al. (2016). A cela s'ajoute une des découvertes prépondérantes de cette dernière décennie : la mise en évidence des "séismes lents". Ils englobent plusieurs phénomènes.

- Les *slow slip events* rompent la faille très lentement sur plusieurs heures voire plusieurs jours, à des vitesses plus rapides que le fluage inter-sismique (cm/an), mais plus lentement que les séismes, de telle sorte qu'ils ne rayonnent pas d'ondes sismiques Dragert et al. (2001). Ils sont généralement, mais pas toujours, accompagnés de signaux



**Figure 1.11.** Représentation schématique d'une zone de subduction et de la distribution des sources potentiellement responsables des phénomènes observés. GEODESIE : a) fluage enregistré par un extensomètre, b) glissement durant un séisme majeur, c) slow slip events (SSE). SISMOLOGIE : sismogrammes enregistrant (d) séismes, (e) Low Frequency Earthquakes, (f) non volcanic tremors, et (g) Very Low Frequency Earthquakes. Les patches rouges représentent les aspérités "bloquées" pendant la période inter-sismique. Les isocontours mauves représentent le glissement cosismique qui aurait rompu plusieurs patches adjacents. Les données en a) et b): [THO 14] ; c), d), e), f) : [PEN 10]

sismiques faibles, de durée prolongée (quelques minutes à quelques semaines) appelés *non volcanic tremors* Obara (2002).

- Les *low frequency earthquakes*, d'une durée proche de la seconde.
- Les *very low frequency earthquakes*, pouvant durer une centaine de secondes, sont communément observés au sein des *non volcanic tremors* Ide et al. (2007); Ito et al. (2007).

Par conséquent, on sait aujourd'hui que les vitesses de glissement sur les failles couvrent un continuum allant du millimètre par an au mètre par seconde Peng & Gombert (2010). C'est donc un paramètre essentiel à prendre en compte dans la modélisation des failles actives. Cependant, la physique des processus qui contrôlent ce comportement reste méconnue et fait l'objet de vifs débats dans la communauté.

**3.1.2 Variabilité spatiale et temporelle du mode de glissement** A la large gamme des vitesses de déformation s'ajoute une variabilité spatiale et temporelle du mode de glissement. A l'inverse de ce que pourrait suggérer la représentation schématique de la figure 12 les phénomènes décrits ne sont pas restreints à une profondeur spécifique. Ci-dessous, quelques points clés:

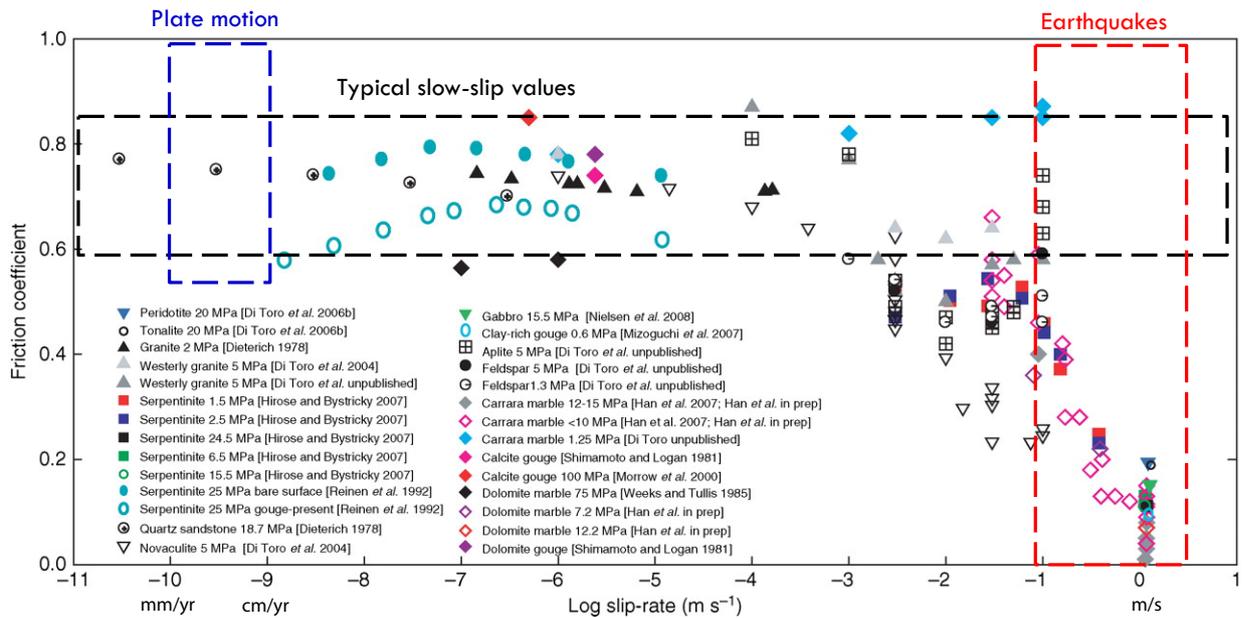
- Sur certaines failles on peut enregistrer du fluage sur l'ensemble de la zone sismogénique, i.e. depuis la surface jusqu'à la profondeur maximale où sont observés les séismes Titus et al. (2006); Thomas et al. (2014a).
- De plus, si les séismes lents ont d'abord été localisés au delà de la zone sismogénique Obara (2002); Ide et al. (2007), plus récemment des *non volcanic tremors* et des *slow slip events* ont été observés à des profondeurs inférieures à 10 km, ainsi qu'en subsurface Ito & Obara (2006); Outerbridge et al. (2010).
- Les données géodésiques ont par ailleurs montré que le comportement sismique et asismique n'est pas nécessairement stable dans le temps, et que la même zone peut fluer et glisser sismiquement Johnson et al. (2012); Thomas et al. (2017a).

Ces observations conduisent à deux hypothèses.

- Ces différents phénomènes peuvent se produire à des conditions pression/température variées et/ou résulter de plusieurs mécanismes de déformation.
- Ils correspondent à des propriétés mécaniques et rhéologiques particulières mais qui varient dans le temps. Par conséquent elles varient aussi dans l'espace, en fonction de la période du cycle sismique qui correspond au lieu observé.

## 3.2 Mécanismes additionnels pouvant jouer pendant les séismes

La formulation standard de la loi *rate-and-state* (section 1.5) permet de reproduire numériquement un grand nombre des phénomènes évoqués ci-dessus. Néanmoins, elle a été proposée sur la base d'expériences à des vitesses de glissement allant de  $10^{-9}$  à  $10^{-3}$  m/s. Si elle sont comparable aux vitesses asismiques ( $10^{-10}$  à  $10^{-9}$  m/s), elles restent lentes par rapport aux vitesses sismiques ( $\sim 1$  m/s). Il existe de plus en plus de preuves expérimentales et théoriques selon lesquelles, à des vitesses et à des quantités de glissements plus importantes, d'autres processus rentrent en jeu Lapusta & Barbot (2012). Ils ont pour effet de diminuer de manière dras-



**Figure 13.** *Dépendance du coefficient de friction dynamique, en régime permanent, à la vitesse de glissement. Figure modifiée d'après Wibberley et al. (2008).*

tique la friction dynamique. Wibberley et co-auteur Wibberley et al. (2008) ont rassemblé des valeurs obtenues en laboratoire pour différent type de roches et à différentes vitesses de chargement (figure 13).

La rareté des données expérimentales sur les propriétés de friction, applicable aux séismes, s'explique par la difficulté à mener des expériences dans des conditions similaires aux tremblements de Terre. Une expérience en laboratoire qui reproduit les conditions existantes pendant le glissement sismique devrait impliquer simultanément des taux de glissement élevés (1-10 m/s), de grands déplacements (0,1-20 m), une contrainte normale effective conséquente (50-200 MPa), une pression interstitielle importante (0,4 à 1 fois la contrainte normale) et une température élevée (températures ambiantes de 100 à 300°C, mais potentiellement aussi élevées que 1 500° C dans la zone de glissement). Bien que des progrès notables ont été réalisés durant cette dernière décennie, il n'existe encore aucun appareil capable de répondre simultanément à ces exigences. Par conséquent, il est nécessaire de faire des compromis sur un ou plusieurs de ces facteurs. Tout en soulignant cette difficulté, Tullis et Schubert propose une revue complète des processus qui peuvent entraîner des réductions substantielles du coefficient de frottement par rapport à sa valeur expérimentale typique de 0,6 Tullis & Schubert (2015). Les mécanismes proposés incluent :

- réduction dynamique de la contrainte normale ou la perte de contact due aux vibrations perpendiculaires à l'interface,
- réduction dynamique de la contrainte normale due au contraste des propriétés élastiques, ou de la perméabilité, de part et d'autre de la faille,
- fluidisation acoustique,
- lubrification élasto-hydrodynamique,
- pressurisation thermique des fluides interstitiels,
- pressurisation des fluides interstitiels induite par la dégradation des minéraux,

- échauffement/ fusion locale du point de contact entre les aspérités,
- lubrification de la faille par fusion, en réponse aux processus frictionnels,
- lubrification de la faille par la création d'un gel de silice thixotrope,
- déformation superplastique des grains fins.

Ils soulignent la difficulté de prouver quel mécanisme est responsable du comportement expérimental observé et de concevoir des expériences qui prouvent ou réfutent sans ambiguïté un mécanisme théoriquement proposé. Néanmoins, puisque un ou plusieurs de ces processus sont vraisemblablement activés à des taux de glissement élevés, la loi *rate-and-state* décrite section 1.5 ne suffit pas à reproduire cette forte chute du coefficient de friction dynamique. En effet pour des vitesses sismiques ( $\sim 1$  m/s) est une valeur typique de  $(a - b)$  égale à  $-0.005$ , on obtient un  $\mu_d$  de  $\sim 0.54$ . Or, d'après les expériences en laboratoires  $\mu_d$  effectif, i.e.,  $\tau/\overline{\sigma_{eff}}$ , peut atteindre des valeurs très faibles (0 à 0,2) pendant le glissement co-sismique. Cette observation a de nombreuses implications sur notre compréhension de la mécanique des séismes: sur l'amplitude du stress drop, sur la propension des séismes à se propager sous forme de pulse, sur l'amplitude des mouvements du sol et sur l'orientation des contraintes dans la croûte. Dans leur ouvrage, N. Lapusta et S. Barbot propose deux manières de faire évoluer la loi *rate-and-state* pour tenir compte de ces mécanismes additionnels d'adoucissement Lapusta & Barbot (2012). Le lecteur intéressé peut s'y référer.

### 3.3 Au delà du modèle de Terre élastique

De nombreuses études de terrain, les observations géophysiques et les expériences en laboratoire ont mis en avant le fort couplage existant entre le plan de rupture principale et le milieu environnant. Les zones de failles ne sont pas uniquement constituées d'un plan majeur où l'essentiel du glissement s'effectue, mais elles constituent un ensemble complexe, entouré d'une zone où l'encaissant est fracturé de façon intensive (figure 14). Les ruptures sismiques engendrent de l'endommagement autour des failles avec une décroissance exponentielle de la densité des microfractures dans la direction perpendiculaire au plan principal de glissement Anders & Wiltschko (1994); Mitchell & Faulkner (2009). L'endommagement modifie la microstructure et change les propriétés élastiques des roches au niveau de la brèche de faille et dans le milieu adjacent Walsh (1965a,b); Faulkner et al. (2006). En retour, ces changements modifient l'extension et la dynamique de la rupture ainsi que la radiation des ondes sismiques Thomas et al. (2017b). Ils influencent également les processus sismiques durant la période post-sismique comme les répliques, la taille minimum de la zone de nucléation dépendant notamment du module élastique Rubin & Ampuero (2005). Dans leur étude expérimentale, Gratier et al. (2014) ont en outre démontré que l'endommagement co-sismique favorisait le glissement asismique par pression-dissolution, expliquant ainsi l'afterslip enregistré après les grands séismes. L'endommagement co-sismique augmente également la perméabilité (figure 14e), ce qui engendre une variation de la pression de fluides Sibson (1994) qui modifie la résistance de la faille au glissement. Les observations géophysiques suggèrent que cet effet est transitoire (figure 14d), puisqu'on enregistre un recouvrement graduel et partiel des propriétés élastiques après le séisme Hiramatsu et al. (2005); Froment et al. (2014). Cette évolution est probablement liée à la cicatrization des microfractures et failles par précipitation de solubles, produits d'altération et/ou développement de minéraux argileux

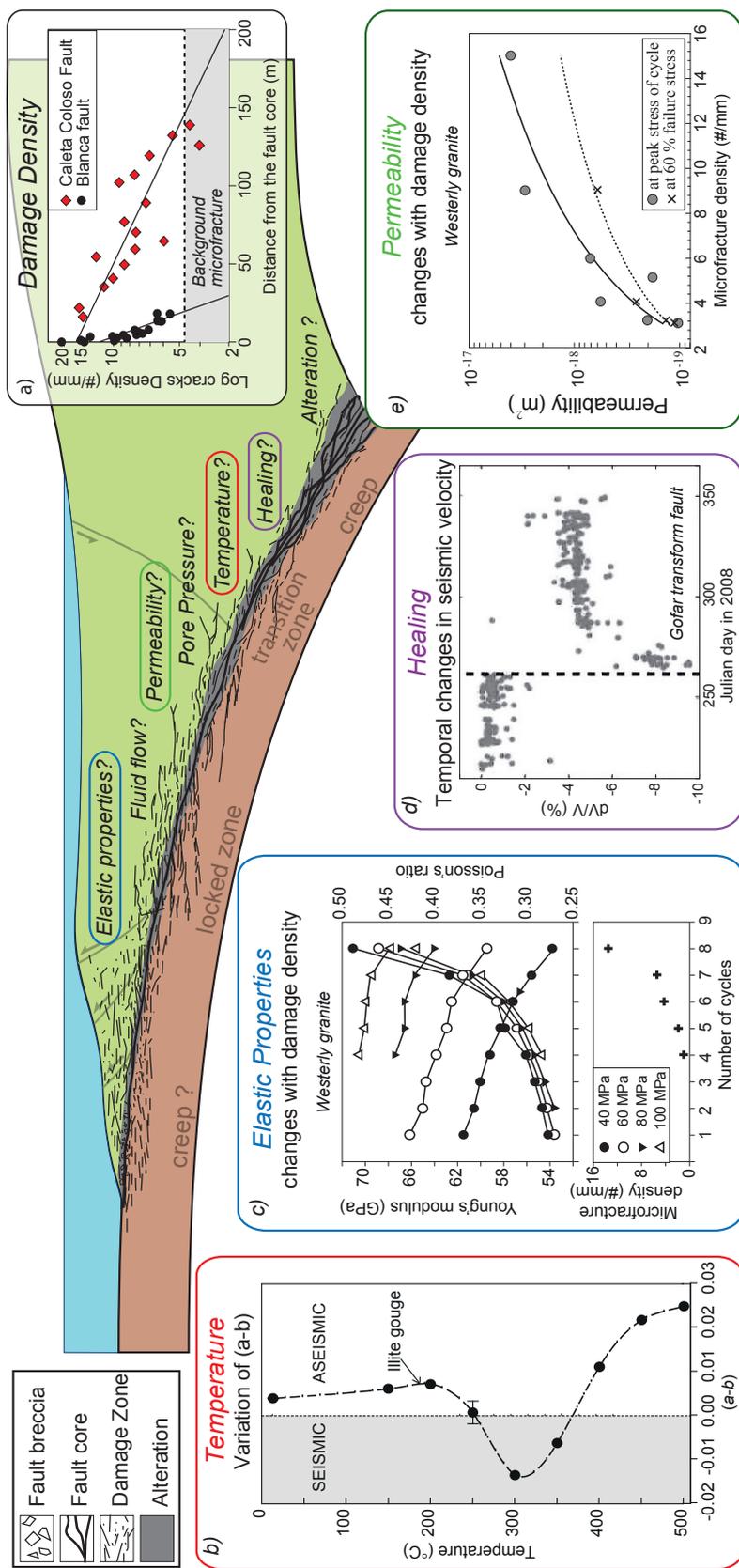
Mitchell & Faulkner (2008). Dans leur modèle, den Hartog & Spiers (2014) proposent que la compaction par pression-dissolution entraîne à son tour le recouvrement d'un comportement sismogène.

Par ailleurs plusieurs études ont démontré l'influence des propriétés de l'encaissant sur le comportement des failles. Audet et co-auteurs ont mis en avant une relation directe entre les propriétés physiques de la plaque chevauchante dans les zones de subduction et la récurrence des séismes lents Audet & Burgmann (2014). Dans mon étude microstructurale de la faille de la vallée longitudinale (LVF) à Taiwan, Thomas et co-auteurs ont pu démontrer que le comportement asismique de la faille était contrôlé par la microstructure héritée Thomas et al. (2014b). Perrin et al. (2016) ont regardé l'influence de la "maturité" des failles sur l'accumulation de glissement. En étudiant 27 tremblements de terre, ils ont conclu que plus la faille présentait de l'endommagement (faille mature), plus la quantité de glissement était importante lors d'un séisme.

### 3.4 Transition vers une nouvelle génération de modèles

La vision usuelle cantonne la déformation dans la partie cassante de la croûte à un glissement le long d'une interface (plan de faille), chargée par le fluage en profondeur, dont le comportement est contrôlé par ses propriétés frictionnelles Scholz (1998). Selon ces propriétés, lorsque le seuil de résistance est dépassé, la contrainte accumulée pendant la période où la faille est bloquée est relâchée par glissement sismique ou fluage, ou encore lors de séismes lents. Or, comme l'ont souligné les études citées précédemment si le comportement des zones de failles est intrinsèquement lié aux propriétés du plan principal de glissement, il dépend aussi de celles de l'encaissant. En parallèle, le déplacement sur les failles induit une modification des propriétés physiques de milieu environnant. Ces observations suggèrent l'existence d'un second "cycle" où les propriétés de la zone de faille évoluent en fonction de la dynamique de glissement, ce qui influence à son tour le mode de déformation.

Cependant, la grande majorité des modèles utilisés aujourd'hui ne tiennent pas compte de ces rétroactions complexes. En attribuant des propriétés constantes (pression, température, pétrologie, microstructure) qui n'évoluent pas avec la déformation, on ignore l'impact des variations temporelles des propriétés physiques du volume et de l'interface sur le comportement sismique/asismique des failles. Il convient donc de développer une nouvelle génération de modèles prenant en compte l'évolution spatiotemporelle des propriétés physiques des zones de failles. De nouveaux modèles sont en cours de développements, et ont déjà démontrés l'importance de ces interactions d'un point de vue sismique Thomas et al. (2017b); Thomas & Bhat (2018); Okubo et al. (2019).



**Figure 1.13.** Représentation schématique, du point de vue de la mécanique, d'une zone de subduction. L'interface entre la plaque plongeante et la plaque chevauchante est une zone complexe qui comprend une brèche de faille, des plans de glissement principaux, et une zone d'endommagement. La déformation dépend de plusieurs paramètres qui ont leur propres évolutions temporelles durant le cycle sismique. (a) L'endommagement décroît de façon exponentielle avec la distance à la faille [MIT 09]. (b) Les paramètres de friction (a - b) dépendent de la température [HAR 12]. (c) Les propriétés élastiques varient avec l'endommagement [FAU 06]. (d) La vitesse des ondes sismiques changent après un séisme [FRO 14]. Le trait pointillé marque la date d'un séisme de Mw 6.0. (e) La perméabilité évolue en fonction de la densité de microfracture [MIT 12].

## REFERENCES

- Ampuero, J.-P. & Rubin, A. M., 2008. Earthquake nucleation on rate and state faults—aging and slip laws, *J. Geophys. Res.*, **113**(B1).
- Anders, M. & Wiltschko, D. V., 1994. Microfracturing, paleostress and the growth of faults, *Journal of Structural Geology*, **16**(6), 795–815.
- Andrews, D. J., 1976. Rupture velocity of plane strain shear cracks, *J. Geophys. Res.*, **81**(B32), 5679–5689.
- Audet, P. & Burgmann, R., 2014. Possible control of subduction zone slow-earthquake periodicity by silica enrichment, *Nature*, **510**, 389–392.
- Barenblatt, G. I., 1959. The formation of equilibrium cracks during brittle fracture. general ideas and hypotheses. axially-symmetric cracks, *J. Appl. Math. Mech.-USSR.*, **23**(3), 622–636.
- Bhattacharya, P., Rubin, A. M., Bayart, E., Savage, H. M., & Marone, C., 2015. Critical evaluation of state evolution laws in rate and state friction: Fitting large velocity steps in simulated fault gouge with time-, slip-, and stress-dependent constitutive laws, *J. Geophys. Res.*, **120**(9), 6365–6385.
- Bizzarri, A. & Bhat, H., 2012. *The Mechanics of Faulting: From Laboratory to Real Earthquakes*, Research Signpost.
- Blanpied, M., Marone, C., Lockner, D., Byerlee, J., & King, D., 1998. Quantitative measure of the variation in fault rheology due to fluid-rock interactions, *J. Geophys. Res.*, **103**(B5), 9691–9712.
- Bocquet, L., 2013. Friction: An introduction, with emphasis on some implications in winter sports, *Sports Physics*, edited by C. Clanet (*Editions de l'Ecole Polytechnique*, 2013).
- Brace, W. F. & Byerlee, J. D., 1966. Stick-slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, **153**(3739), 990–992.
- Day, S. M., 1982. Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: the effect of nonuniform prestress, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**(6A), 1881–1902.
- den Hartog, S. A. M. & Spiers, C. J., 2014. A microphysical model for fault gouge friction applied to subduction megathrusts, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **119**(2), 1510–1529, 2013JB010580.
- Dieterich, J. & Kilgore, B., 1994. Direct observation of frictional contacts: New insights for state-dependent properties, *Pure Appl. Geophys.*, **143**(1), 283–302.
- Dieterich, J. H., 1979a. Modeling of rock friction: 1. experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **84**(B5), 2161–2168.
- Dieterich, J. H., 1979b. Modeling of rock friction: 2. simulation of preseismic slip, *J. Geophys. Res.*, **84**(B5), 2169–2175.
- Dragert, H., Wang, K. L., & James, T. S., 2001. A silent slip event on the deeper cascadia subduction interface, *Science*, **292**(5521), 1525–1528.
- Dugdale, D., 1960. Yielding of steel sheets containing slits, *J. Mech. Phys. Solids*, **8**, 66–75.
- Eshelby, J. D., 1969. The elastic field of a crack extending non-uniformly under general anti-plane loading, *J. Mech. Phys. Solids*, **17**(3), 177–199.
- Faulkner, D. R., Mitchell, T. M., Healy, D., & Heap, M. J., 2006. Slip on 'weak' faults by the rotation of regional stress in the fracture damage zone, *Nature*, **444**(7121), 922–925.
- Froment, B., McGuire, J. J., van der Hilst, R. D., Gouedard, P., Roland, E. C., Zhang, H., & Collins, J. A., 2014. Imaging along-strike variations in mechanical properties of the gofar transform fault, east pacific rise, *Journal of Geophysical Research-solid Earth*, **119**(9), 7175–7194.
- Gratier, J. P., Renard, F., & Vial, B., 2014. Postseismic pressure solution creep: Evidence and time-dependent change from dynamic indenting experiments, *Journal of Geophysical Research-solid Earth*, **119**(4), 2764–2779.
- Hiramatsu, Y., Honma, H., Saiga, A., Furumoto, M., & Ooida, T., 2005. Seismological evidence on characteristic time of crack healing in the shallow crust, *Geophys. Res. Lett.*, **32**(9).
- Ida, Y., 1972. Cohesive force across tip of a longitudinal-shear crack and griffiths specific surface-energy, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3796–3805.
- Ide, S., Shelly, D. R., & Beroza, G. C., 2007. Mechanism of deep low frequency earthquakes: Further evidence that deep non-volcanic tremor is generated by shear slip on the plate interface, *Geophysical Research Letters*, **34**.

- Ito, Y. & Obara, K., 2006. Very low frequency earthquakes within accretionary prisms are very low stress-drop earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, **33**(9).
- Ito, Y., Obara, K., Shiomi, K., Sekine, S., & Hirose, H., 2007. Slow earthquakes coincident with episodic tremors and slow slip events, *Science*, **315**(5811), 503–506.
- Johnson, K. M., Fukuda, J., & Segall, P., 2012. Challenging the rate-state asperity model: Afterslip following the 2011 m9 tohoku-oki, japan, earthquake, *Geophysical Research Letters*, **39**(20), L20302.
- Kato, N. & Tullis, T. E., 2001. A composite rate-and state-dependent law for rock friction, *Geophys. Res. Lett.*, **28**(6), 1103–1106.
- Kostrov, B., 1966. Unsteady propagation of longitudinal shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.-USS.*, **30**, 1241–1248.
- Kostrov, B. V., 1964. Selfsimilar problems of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.-USS.*, **28**(5), 1077–1087.
- Lapusta, N. & Barbot, S., 2012. Models of earthquakes and aseismic slip based on laboratory-derived rate and state friction laws, in *The mechanics of faulting: From laboratory to earthquakes*.
- Leonov, M. Y. & Panasyuk, V. V., 1959. Development of the smallest cracks in a solid, *Prikl. Mekh.*, **5**(4), 391–401.
- Linker, M. & Dieterich, J., 1992. Effects of variable normal stress on rock friction: Observations and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **97**(B4), 4923–4940.
- Marone, C., 1998. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **26**(1), 643–696.
- Mitchell, T. M. & Faulkner, D. R., 2008. Experimental measurements of permeability evolution during triaxial compression of initially intact crystalline rocks and implications for fluid flow in fault zones, *Journal of Geophysical Research-solid Earth*, **113**(B11), B11412.
- Mitchell, T. M. & Faulkner, D. R., 2009. The nature and origin of off-fault damage surrounding strike-slip fault zones with a wide range of displacements: A field study from the atacama fault system, northern chile, *Journal of Structural Geology*, **31**(8), 802–816.
- Obara, K., 2002. Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest japan, *Science*, **296**(5573), 1679–1681.
- Okubo, K., Bhat, H. S., Rougier, E., Marty, S., Schubnel, A., Lei, Z., Knight, E. E., & Klinger, Y., 2019. Dynamics, radiation, and overall energy budget of earthquake rupture with coseismic off-fault damage, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **124**(11), 11771–11801.
- Outerbridge, K. C., Dixon, T. H., Schwartz, S. Y., Walter, J. I., Protti, M., Gonzalez, V., Biggs, J., Thorwart, M., & Rabbel, W., 2010. A tremor and slip event on the cocos-caribbean subduction zone as measured by a global positioning system (gps) and seismic network on the nicoya peninsula, costa rica, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **115**(B10), B10408.
- Palmer, A. C. & Rice, J. R., 1973. Growth of slip surfaces in progressive failure of over-consolidated clay, *Proc. R. Soc. Lond. Ser-A*, **332**, 527–548.
- Peng, Z. & Gombert, J., 2010. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena, *Nature Geoscience*, **3**, 599–.
- Perrin, C., Manighetti, I., Ampuero, J.-P., Cappa, F., & Gaudemer, Y., 2016. Location of largest earthquake slip and fast rupture controlled by along-strike change in fault structural maturity due to fault growth, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **121**(5), 3666–3685, 2015JB012671.
- Perrin, G., Rice, J. R., & Zheng, G., 1995. Self-healing slip pulse on a frictional surface, *J. Mech. Phys. Solids*, **43**(9), 1461–1495.
- R. Burridge, L. K., 1967. Model and theoretical seismicity, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **57**(3), 341–371.
- Rabinowicz, E., 1958. The intrinsic variables affecting the stick-slip process, *Proc. Phys. Soc.*, **71**(4), 668.
- Rice, J. R., 1993. Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.*, **98**(B6), 9885–9907.
- Rice, J. R., 2006. Heating and weakening of faults during earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, **111**(B05311).
- Romanet, P., 2017. *Fast algorithms to model quasi-dynamic earthquake cycles in complex fault networks*, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris.

- Rousset, B., Jolivet, R., Simons, M., Lasserre, C., Riel, B., Milillo, P., Cakir, Z., & Renard, F., 2016. An aseismic slip transient on the north anatolian fault, *Geophysical Research Letters*, **43**(7), 3254–3262, 2016GL068250.
- Rubin, A. M. & Ampuero, J. P., 2005. Earthquake nucleation on (aging) rate and state faults, *Journal of Geophysical Research-solid Earth*, **110**(B11), B11312.
- Ruina, A., 1983. Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **88**(10), 359–370.
- Schmitt, S., Segall, P., & Matsuzawa, T., 2011. Shear heating-induced thermal pressurization during earthquake nucleation, *J. Geophys. Res.*, **116**(B6).
- Scholz, C. H., 1998. Earthquakes and friction laws., *Nature*, **391**, 37–42.
- Segall, P. & Bradley, A. M., 2012. The role of thermal pressurization and dilatancy in controlling the rate of fault slip, *J. Appl. Mech.*, **79**(3), 031013.
- Segall, P. & Rice, J. R., 1995. Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault, *J. Geophys. Res.*, **100**(B11), 22155–22171.
- Sibson, R. H., 1994. Crustal stress, faulting and fluid flow, *Geological Society, London, Special Publications*, **78**(1), 69–84.
- Thomas, M. Y. & Bhat, H. S., 2018. Dynamic evolution of off-fault medium during an earthquake: A micromechanics based model, *Geophysical Journal International*, **214**(2), 1267–1280.
- Thomas, M. Y., Avouac, J.-P., Champenois, J., Lee, J.-C., & Kuo, L.-C., 2014a. Spatiotemporal evolution of seismic and aseismic slip on the longitudinal valley fault, taiwan, *Journal of Geophysical Research-solid Earth*, **119**, 5114–5139.
- Thomas, M. Y., Avouac, J.-P., Gratier, J.-P., & Lee, J.-C., 2014b. Lithological control on the deformation mechanism and the mode of fault slip on the longitudinal valley fault, taiwan, *Tectonophysics*, **632**, 48–63.
- Thomas, M. Y., Avouac, J.-P., & Lapusta, N., 2017a. Rate-and-state friction properties of the longitudinal valley fault from kinematic and dynamic modeling of seismic and aseismic slip, *Journal of Geophysical Research-solid Earth*, **122**, 3115–3137.
- Thomas, M. Y., Bhat, H. S., & Klinger, Y., 2017b. Effect of brittle off-fault damage on earthquake rupture dynamics, in *Fault Zone Dynamic Processes: Evolution of Fault Properties During Seismic Rupture*, vol. 227, pp. 255–280, eds Thomas, M. Y., Mitchell, T. M., & Bhat, H. S., John Wiley & Sons, Inc.
- Titus, S. J., DeMets, C., & Tikoff, B., 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, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **96**(4), S250–S268.
- Tullis, T. E. & Schubert, G., 2015. 4.06 - mechanisms for friction of rock at earthquake slip rates, in *Treatise on Geophysics (Second Edition)*, pp. 139–159, Elsevier, Oxford.
- Walsh, J. B., 1965a. The effect of cracks in rocks on poisson's ratio, *J. Geophys. Res.*, **70**(20), 5249–5257.
- Walsh, J. B., 1965b. The effect of cracks on the compressibility of rock, *J. Geophys. Res.*, **70**(2), 381–389.
- Wibberley, C. A., Yielding, G., & Di Toro, G., 2008. Recent advances in the understanding of fault zone internal structure: A review, *Geological Society, London, Special Publications*, **299**(1), 5–33.
- Zhuravlev, V. P., 2013. On the history of the dry friction law, *Mechanics of solids*, **48**(4), 364–369.