

**Université Paris 7
et
Institut de Physique du Globe de Paris**

Mémoire

présenté par

Clément NARTEAU

pour obtenir une

Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Environnement et des Planètes**

Systemes Géophysiques Complexes

Date et lieu de soutenance : 25 Octobre 2012, Institut de Physique du Globe de Paris

Composition du jury :

François CHARRU	Rapporteur
Vincent COURTILLOT	Rapporteur
Stefan WIEMER	Rapporteur
Stéphane DOUADY	Examineur
Claude JAUPART	Examineur
Ian MAIN	Examineur

Table des matières

Résumé sur l'originalité des recherches	5
1 La science des systèmes complexes	11
1.1 Présentation de la science des systèmes complexes	11
1.1.1 Définition générale de la science des systèmes complexes	12
1.1.2 Origines et concepts	12
1.1.3 Positionnement de la science des systèmes complexes	14
1.2 Différentes approches pour l'étude des systèmes complexes	14
1.2.1 Les systèmes dynamiques	14
1.2.2 La physique statistique	20
1.2.3 Des modèles discrets pour l'étude des systèmes complexes	22
1.3 Reconnaître et analyser les systèmes géophysiques complexes	27
1.4 Les résultats à attendre de l'étude des systèmes géophysiques complexes . .	28
2 Sur l'utilisation d'automates cellulaires de l'espace réel en géomorphologie	35
2.1 L'essor de la géomorphologie quantitative	35
2.2 Des automates cellulaires de l'espace réel	38
2.3 Un modèle de dynamique des paysages	40
2.3.1 Ecoulements gravitaires	42
2.3.2 Erosion	43
2.3.3 Déposition	47
2.3.4 Transport	48
2.3.5 Erosion par transport	50
2.4 Evolution des paysages dans le modèle	51
2.4.1 Evolution d'un versant	55
2.4.2 Evolution d'un versant plissé	56
2.4.3 Failles actives et dynamique des paysages	56
2.4.4 Environnement de dépôt	57
2.5 Discussion et perspectives	59
Recueil des articles et travaux significatifs	77

Résumé sur l'originalité des recherches

Mes activités de recherche se concentrent sur les systèmes géophysiques complexes, des systèmes naturels pour lesquels le comportement collectif est plus riche que le comportement individuel des structures élémentaires qui les composent. Ma méthode consiste à développer de nouveaux outils numériques puis à vérifier les prédictions de ces modèles par l'analyse statistique des meilleurs jeux de données disponibles. Je me situe donc à l'interface entre les domaines de la physique et de la géophysique. Ce qui me paraît constituer le côté novateur de mon approche repose sur la coopération permanente avec les scientifiques qui collectent les données. Ainsi, nous pouvons directement faire évoluer les modèles en fonction de la nature des observations. Mes sujets de recherche s'étendent des enveloppes superficielles de la Terre à ses couches profondes :

- Morphodynamique dunaire.
- Physique du transport sédimentaire.
- Sismicité des zones de failles actives.
- Formation et évolution de populations de fractures.
- Frontière noyau-manteau et inversions du champ magnétique terrestre.

Cette liste suffit à indiquer que mon activité de recherche est fondamentalement transdisciplinaire. Elle s'échafaude cependant à partir d'une seule et même idée : il existe un niveau de description intermédiaire à partir duquel la variabilité des processus microscopiques ne contrôle plus la dynamique de grande échelle. Dès lors, j'utilise le jeu des interactions entre les différentes composantes d'un même système pour reproduire et analyser des mécanismes d'émergence généralisables à différents environnements géophysiques.

En se plaçant volontairement à une échelle intermédiaire qui absorbe toutes les incertitudes des processus physiques de plus petite échelle, mon objectif est de développer de nouveaux modèles numériques utilisant une représentation discrète de l'espace réel¹. Dans ces modèles, on ne s'intéressera pas à un jeu de variables physiques évoluant dans le temps sous forme d'équations différentielles, mais on tentera de mettre en place des règles d'évolution de voisinage direct entre les volumes élémentaires qui composent le système. Chaque volume élémentaire ne pourra connaître qu'un nombre limité d'états représentant les différentes phases de la matière au sein du système naturel auquel on s'intéresse. Ainsi, la seule variable locale est une variable discrète et seuls les schémas d'interactions entre les différents éléments du système en dicteront l'évolution. Une telle discrétisation de l'espace réel est loin d'être un inconvénient car il sera toujours possible de moyenner les comportements élémentaires pour converger vers des lois macroscopiques continues. Les automates cellulaires de l'espace réel constitueront alors une approche complémentaire qui permettra de mieux prendre en compte la dynamique des systèmes de grandes tailles omniprésents en sciences de la Terre.

1. ReSCAL, a Real-Space Cellular Automaton Laboratory, est maintenant un logiciel libre sous Licence Publique Générale GNU (Copyright ©2011).

Mes séjours post-doctoraux au CalTech et à l'université d'Edimbourg m'ont offert un contexte scientifique favorable au développement de nouvelles thématiques. Ensuite, en tant que membre de l'équipe de géomorphologie du laboratoire de Dynamique des Fluides Géologiques, j'ai pu bénéficier d'un environnement exceptionnel et de l'ensemble des compétences présentes au sein de l'Institut de Physique du Globe de Paris. Tout au long de ce parcours, j'ai donc eu la possibilité d'ouvrir mon approche théorique à différentes disciplines géophysiques et je peux aujourd'hui dégager quatre contributions majeures :

- La première contribution concerne un modèle numérique de transport sédimentaire. Il m'a notamment permis de reproduire des structures dunaires qui, bien que très fréquemment observées dans les déserts arides ou les rivières, n'avaient pas encore été modélisées. Il s'agit notamment des dunes superposées à partir desquels il est possible d'étudier la formation et l'évolution d'une hiérarchie de structures sédimentaires sur les dunes géantes (Fig. 1). Ces études nous ont permis de démontrer que l'instabilité élémentaire à l'origine des dunes² s'exprime de la même manière sur un lit plat et sur le dos d'une grande structure sédimentaire. Le nouvel outil numérique permet aussi de reproduire des objets plus complexes (ex. dunes étoiles) et de mieux contraindre sur différentes échelles de temps les flux sédimentaires qui leurs sont associés.



FIGURE 1: **Dune étoile dans le grand Erg Algérien.** Exemple majestueux d'une hiérarchie de structures sédimentaires nouvellement accessible par le modèle (photo de B. Andreotti).

- La deuxième contribution est le fruit de données de terrain acquises au cours de 4 campagnes successives dans une rivière montagneuse du Tian-Shan chinois (Fig. 2). Grâce à ces données, nous avons mis en évidence une loi d'échelle pour le transport par charriage qui ne dépend plus de la taille de grains. Cette loi montre que la rivière charrie toujours à la limite de sa capacité de transport quels que soient les flux d'eau (c.-à-d. pas d'armurage³). Ces flux étant extrêmement variables dans le temps et dans l'espace, nos résultats suggèrent que la structure en tresse des rivières pourrait être une conséquence de l'organisation du transport à travers une large gamme granulométrique.

2. Cette instabilité de l'interface entre un fluide et un lit sédimentaire résulte des couplages entre le transport granulaire et les contraintes de cisaillement imposées par l'écoulement.

3. Mécanisme de ségrégation granulaire par le transport et les processus gravitaires conduisant au pavage du lit de la rivière.



FIGURE 2: **La rivière Uriümqi et un de ses affluents.** Site de mesure des paramètres hydro-sédimentaires (ex. profils de vitesse, débits solides, granulométrie, faciès, topographie, âge des terrasses). On peut reconnaître la structure en tresse des écoulements et les différentes terrasses résultant de l'incision de la rivière dans son propre cône alluvial.

- La troisième contribution provient de l'analyse de catalogues de sismicité Californiens et Japonais. Grâce à ces données, nous avons détecté des comportements anormaux lors de la mise en place des séquences de répliques (Fig. 3). En estimant la durée de ces phénomènes transitoires, nous sommes capables de prédire des fluctuations du déviateur de contrainte, à la fois le long des zones de failles actives, mais aussi en fonction des différents types de mécanismes au foyer. Ces analyses permettent notamment de mieux évaluer l'aléa sismique des zones de failles actives.

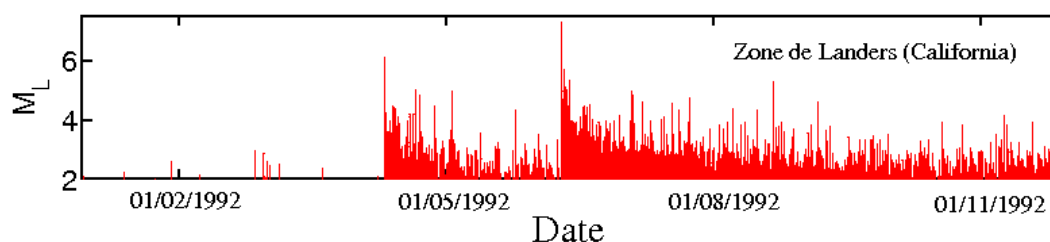


FIGURE 3: **Sismicité le long de la faille de Landers en 1992.** Comme on le voit très clairement dans cet exemple, les tremblements de terre sont suivis de plus petits événements appelés répliques. En étudiant ces séquences de séismes, nous avons mis en évidence une phase transitoire avant la mise en place d'un régime de décroissance en loi puissance de la fréquence des répliques.

- La quatrième contribution concerne le caractère oscillatoire du champ dipôle durant les inversions du champ magnétique terrestre. Grâce à un modèle de turbulence multi-échelle, nous avons mis en évidence un mécanisme de dynamo se caractérisant par une érosion progressive des périodes de polarité stable (chrons) et par une perte de mémoire du champ dipôle durant les inversions. Ainsi, lorsque l'intensité du champ dipôle est très faible, son orientation peut soit retourner vers sa configuration initiale (excursion) ou bien changer de signe (inversion). Cela correspond à une phase transitoire dont la durée est variable et durant laquelle de nombreux changements de polarité peuvent être observés (Fig. 4). L'érosion progressive des périodes de polarité stable explique, quant à elle, toute une hiérarchie d'observations allant de la variation séculaire (1 jour) jusqu'aux variations d'intensité du champ dipôle entre deux inversions (1 Ma).

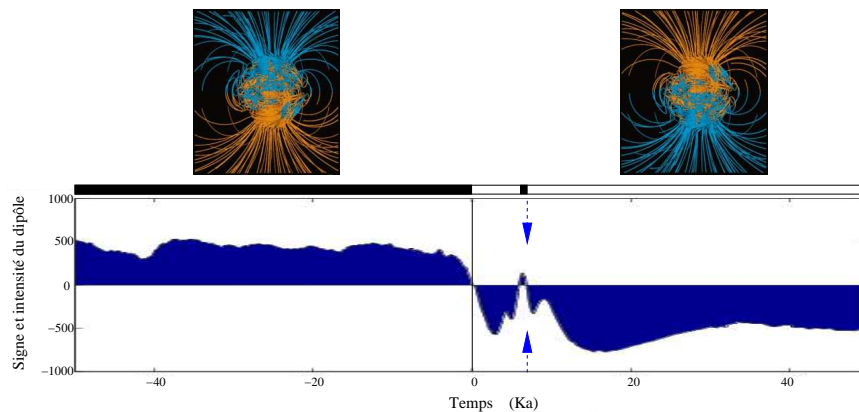


FIGURE 4: **Signe et intensité du champ dipôle durant une inversion au sein d'un modèle hiérarchique de turbulence.** Dans cet exemple numérique, le champ dipôle change de signe plusieurs fois sur des périodes de temps très courtes (< 5000 ans) pour finalement produire une inversion (flèche). Nous illustrons les périodes de polarités normale et inverse par des lignes de champs magnétique calculées à partir de modèles résolvant numériquement les lois magnétohydrodynamiques dans un intérieur planétaire (voir *Glatzmaier, G. A. and Roberts, P. H., Nature, 377, p. 203, 1995*).

Ces résultats sont le fruit d'études doctorales et post-doctorales que j'ai personnellement encadrées en collaboration avec des chercheurs habilités à diriger ces recherches. En parallèle, j'entretiens aussi d'étroites collaborations avec des ingénieurs et des chercheurs travaillant dans des disciplines aussi variées que l'informatique, les mathématiques appliquées et la géographie physique. Ces collaborations s'étendent essentiellement vers l'Est, de l'Allemagne au Japon en passant par la Russie et la Chine.

M'étant déjà confronté à la résolution de différentes problématiques géophysiques, je crois pouvoir envisager mon futur scientifique dans l'approfondissement des sujets de recherche exposés ci-dessus. En outre, je pense que les concepts que j'utilise peuvent maintenant être développés de manière cohérente comme une thématique de recherche à part entière. Cela requiert bien entendu la mise en place d'une équipe de recherche, mais constitue aussi un objectif en terme d'enseignement. En effet, l'étude des systèmes géophysiques complexes ne saurait se faire sans mobiliser de jeunes scientifiques enjambant les fines cloisons qui séparent les différentes disciplines scientifiques. Les étudiants en sciences de la Terre ont donc besoin d'être formés à la science des systèmes complexes, à la physique non-linéaire et aux systèmes dynamiques. Il ne faut pas laisser aux physiciens, aux biologistes et aux chimistes le privilège d'appliquer seuls ces méthodes d'analyse. L'objet Terre que nous étudions exprime différents niveaux de complexité et regorge de données encore sous-exploitées. Cette richesse s'exprime tout particulièrement dans le spectre des dimensions que peuvent prendre les phénomènes étudiés. Pour mieux appréhender ces phénomènes, il ne s'agira pas seulement de développer de nouvelles théories, mais bien de combiner des compétences dans une perspective commune se focalisant plus sur les mécanismes d'émergence que sur la rationalisation des processus microscopiques. Je me propose d'en faire mon objectif.

Ce manuscrit se décomposera de la manière suivante :

1. Dans un premier temps, j'inscrirai mon travail dans le contexte historique de la science des systèmes complexes (Chap. 1). Ce chapitre peut être décrit comme l'épine dorsale du cours universitaire que je propose de développer dans les formations des sciences de la Terre.

2. Dans un deuxième temps, nous explorerons les différentes méthodes numériques que je me propose de continuer à développer en prenant comme exemple la dynamique des paysages (Chap. 2). Ce chapitre peut être décrit comme un projet de recherche en géomorphologie.

CHAPITRE 1

La science des systèmes complexes

Depuis une vingtaine d'années, les chercheurs de nombreuses disciplines ont vérifié que des structures élémentaires ayant des comportements individuels très primitifs pouvaient, en interagissant, développer des comportements collectifs d'une grande sophistication. La science des "*systèmes complexes*" offre un socle théorique commun à toutes ces disciplines à partir de l'analyse de mécanismes d'émergence. A l'échelle d'un système, ces mécanismes d'émergence s'expriment lorsque différents agents s'allient pour produire ensemble des phénomènes dont l'origine ne peut être anticipée qu'à partir de la combinaison de leurs interactions.

Etant donnée la place essentielle des êtres vivants et la nature de leurs comportements élémentaires, les systèmes complexes abondent dans les sciences de la vie et de l'environnement. L'émergence d'une culture dans des sociétés animales ou la régulation des marchés sont des exemples communément utilisés pour souligner les capacités d'adaptation, ou plus exactement d'auto-organisation de populations régies par des interactions locales entre des individus. En géophysique, dans des problèmes dans lesquels le vivant ne semble pas jouer un rôle prépondérant, la notion de système complexe est encore marginale. Pourtant, les hétérogénéités structurales ou compositionnelles de toutes dimensions induisent, à n'en pas douter, des phénomènes de plus grande échelle ayant une diversité d'expression tout aussi importante que celle s'exprimant dans le monde du vivant. Dans ces conditions, parce que ces hétérogénéités ne pourront jamais être estimées avec suffisamment de précision, mon travail et mes projets consistent à développer et à approfondir l'étude des systèmes géophysiques complexes. Avant de présenter différentes problématiques auxquelles je me suis confronté, l'objectif de ce chapitre est de faire une brève présentation de la science des systèmes complexes afin de répondre à deux questions simples :

- (1) Pourquoi et (2) comment faut-il introduire le concept de complexité dans les domaines traditionnels de la géophysique ?

1.1 Présentation de la science des systèmes complexes

La science des systèmes complexes est, par essence, interdisciplinaire. Définir et retracer son historique reviendrait donc à faire un très large inventaire de l'histoire des sciences au cours de ces derniers siècles, disons depuis Descartes (1637)¹. Je ne chercherai pas à

1. " Ces longues chaînes de raisons, toutes simples et faciles, dont les géomètres ont coutume de se servir pour parvenir à leurs plus difficiles démonstrations, m'avaient donné occasion de m'imaginer que toutes les choses qui peuvent tomber sous la connaissance des hommes s'entresuivent en même façon, et que, pourvu seulement qu'on s'abstienne d'en recevoir aucune pour vraie qui ne le soit, et qu'on garde toujours l'ordre qu'il

faire ici cet inventaire. Par contre, je présenterai brièvement les différents concepts (souvent oubliés) qui me conduisent aujourd'hui à développer de nouvelles approches numériques en géophysique.

1.1.1 Définition générale de la science des systèmes complexes

Par *système* (c.-à-d. *ensemble organisé*), il faut comprendre interaction. Il peut s'agir d'interactions entre des éléments identiques, d'interactions entre différents types de structures mais aussi d'interactions entre des processus physiques, chimiques, biologiques ou sociologiques de différentes natures. Dans chaque cas, si une composante dépend de l'évolution dynamique d'une autre composante, ces différentes entités peuvent être analysées au niveau du système qui les combine. Dès lors, je me concentrerai plus sur les mécanismes qui contrôlent ces relations de dépendance que sur le comportement individuel de chacune de ces entités. Je me placerai volontairement à l'échelle du système, échelle intermédiaire entre les processus microscopiques qui régissent la dynamique de chaque élément et les phénomènes macroscopiques.

La *complexité* est l'expression de processus d'organisation collective que l'on réduit souvent aux mécanismes d'auto-organisation. Ceux-ci se traduisent par l'émergence de phénomènes de grande échelle à partir des seuls schémas d'interaction entre les différentes composantes d'un même système au cours du temps. Ainsi, les systèmes complexes peuvent se définir comme des structures dans lesquelles les collaborations mutuelles et les connexions entre les différents éléments sont suffisantes pour produire un niveau de description d'ordre supérieur. Cependant, les systèmes étudiés étant souvent composés d'une mosaïque d'éléments disparates, imbriqués les uns dans les autres, il est parfois impossible de les décrire à partir de lois macroscopiques ou à partir de relations de cause à effet entre les différentes composantes élémentaires. Pour cette raison la science des systèmes complexes requiert des méthodes de résolution directe, et son développement est contemporain des progrès du calcul numérique.

1.1.2 Origines et concepts

A ce stade, et dans la perspective géophysique de ce manuscrit, il est intéressant de distinguer quelques travaux qui ont permis le développement de la science des systèmes complexes dans le ferment scientifique de la fin du XIX^{ème} et du début du XX^{ème} siècle. On peut par exemple noter la *loi de modération* de Le Châtelier (1888),

“Lorsque les modifications extérieures apportées à un système physico-chimique en équilibre provoquent une évolution vers un nouvel état d'équilibre, l'évolution s'oppose aux perturbations qui l'ont engendrée et en modère l'effet.”

Cette loi illustre assez bien l'existence de mécanismes de rétroaction positive ou négative susceptibles d'être à l'origine de nombreux comportements non-linéaires. En électromagnétisme, on retrouvera ce genre de principe sous la forme de la *loi de Lenz* qui stipule qu'il est possible de créer des courants induits générant un champ magnétique qui s'oppose à la variation de celui qui lui a donné naissance.

En mécanique des fluides, le travail de Bénard (1900) est aussi précurseur pour l'analyse des mécanismes de morphogénèse. En chauffant par le bas une nappe de fluide au

faut pour les déduire les unes des autres, il n'y en peut avoir de si éloignées auxquelles enfin on ne parvienne, ni de si cachées qu'on ne découvre.”

repos, il est, en effet, le premier à décrire l'organisation spontanée de structures de grande échelle (c.-à-d. tourbillons ou rouleaux de convection) à partir d'écoulements microscopiques aléatoires. Dans la continuité de ces expériences, la cellule qui porte son nom a toujours aujourd'hui de nombreuses applications géophysiques permettant notamment de reproduire bien des aspects de la convection mantellique (Turcotte et Oxburgh, 1967; Davaille et Jaupart, 1993). Par rapport aux problématiques d'émergence sur lesquelles se concentre ce chapitre, les expériences de Bénard ont surtout permis d'identifier différents régimes dynamiques en fonction de l'intensité d'un paramètre de forçage externe. Ainsi, en augmentant le flux de chaleur au travers de la nappe fluide, il est possible d'étudier la mise en place de cellules de convection durant la transition d'un régime conductif vers un régime turbulent. On aura donc, dès 1900, une première description cohérente pour aborder les problèmes de brisure de symétrie et l'apparition d'un comportement chaotique. Cette notion de chaos, qui permet aujourd'hui de décrire le comportement asymptotique de nombreux systèmes dynamiques, voit aussi le jour dans les années 1890 grâce au travail de Poincaré (1892). Ses résultats sur le problème des trois corps inspirèrent de nombreux développements théoriques dans le domaine de l'analyse des équations différentielles et leur caractère non-prédictif sous certains régimes de paramètres.

L'essor de la science des systèmes complexes à proprement parler remonte au développement de la théorie systémique par le biologiste autrichien Ludwig Von Bertalanffy durant les années 40 (Von Bertalanffy, 1950). Quelques années après avoir développé des modèles de croissance qui restent encore aujourd'hui très largement utilisés en biologie (croissance cellulaire) et en écologie (dynamique des populations), il proposa une *Théorie générale des systèmes* à partir de l'observation d'une grande variété de processus physico-chimiques (Von Bertalanffy, 1968). Cette théorie aura pour objectif de comprendre la logique d'un système en adoptant une approche globale plutôt qu'une décomposition en parties. Simultanément, la cybernétique (c.-à-d. *l'art du pilotage*) se développe en essayant d'identifier des processus de contrôle et de communication susceptibles de produire un niveau d'intelligence d'ordre supérieur, et ce dans des systèmes aussi variés que l'être vivant ou la machine. Réintroduite par le physicien russe Alexandre Bogdanov puis par le mathématicien américain Norbert (1948), la cybernétique se concentre essentiellement sur les mécanismes de rétroaction et essaye de les formaliser de manière suffisamment théorique pour être applicable à différentes disciplines. Dans les sciences cognitives, on peut noter le travail d'Ashby (1956) sur les comportements adaptatifs des systèmes et les réponses qu'ils sont capables d'apporter aux différentes agressions dont ils font l'objet. En écologie, l'étude de la stabilité des écosystèmes remonte aux années 1970 (Holling, 1973; May, 1997) et a permis de mieux appréhender les niveaux d'organisation et les liens dynamiques qui unissent les différents éléments d'un ensemble (Scheffer et al., 2001). En sciences sociales, la cybernétique a aussi joué un rôle important dans l'analyse de l'organisation et de la stabilité des sociétés animales (Bonneau et al., 1999) ou humaines (Luhmann, 1995).

Toutes ces approches trouveront un écho favorable et une caisse de résonance d'une incroyable efficacité dans le travail du chimiste belge d'origine russe Ilya Prigogine. En décrivant la thermodynamique des systèmes ouverts, il fut en effet le premier à décrire des structures dissipatives et des processus d'auto-organisation qui dépassent le simple cadre d'une discipline (Prigogine, 1968). La principale contribution de Prigogine a surtout été de proposer un formalisme permettant d'expliquer comment l'ordre pouvait apparaître dans des systèmes hors-équilibres dominés par des mécanismes de forçage externe. En éliminant volontairement la frontière entre le vivant et le non-vivant, il met en avant le rôle-clef de trois facteurs : l'entropie, l'information et la rétroaction. En physique, l'entropie est une mesure du degré de désordre d'un système à l'échelle microscopique. Pour un système isolé, et

d'après le second principe de la thermodynamique, l'entropie a toujours tendance à augmenter. Cette vision n'est plus valide dans les systèmes ouverts où les mécanismes de forçage créent des interactions de différentes natures avec des réservoirs supposés infinis. Dans ce cas, ces échanges sont associés à de l'information et le fait de communiquer crée de l'organisation. Enfin, les mécanismes de rétroaction sont le moyen d'orienter l'action à partir de l'information reçue. Suivant la manière dont s'expriment ces mécanismes de rétroaction, on parlera de rétroaction positive ou négative, le système pouvant être résilient ou opérer une transition catastrophique vers un autre état d'équilibre (Thom, 1972). Le challenge est maintenant d'être capable de capturer les paramètres qui contrôlent cette dynamique.

1.1.3 Positionnement de la science des systèmes complexes

Pour l'étude des systèmes complexes, il existe différentes méthodes d'analyses construites à partir de cadres théoriques développés dans d'autres disciplines.

- La théorie des systèmes dynamiques est la plus communément utilisée. Elle utilise des jeux d'équations différentielles couplées et profite de la richesse de certains comportements hautement non-linéaires (Manneville, 1991). A mesure que le nombre de degrés de liberté augmente, il devient de plus en plus difficile de retrouver les solutions analytiques et il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes de résolution numérique. Sans méthode d'homogénéisation, cette approche requiert une connaissance très fine de l'ensemble des processus microscopiques susceptibles de jouer un rôle dans la dynamique du système.
- La physique statistique se concentre sur des systèmes avec un nombre infini de degrés de liberté (ex. un gaz parfait) et utilise différentes méthodes de moyennage global pour décrire les états d'équilibre du système. Cette approche ne permet pas cependant de décrire de manière satisfaisante les processus d'auto-organisation se produisant dans les systèmes ouverts (Nicolis et Prigogine, 1977).

Comme le souligne la Fig. 1.1, je considère dans mon travail que la science des systèmes complexes se situe à l'interface entre les systèmes dynamiques et la physique statistique. Par conséquent, il est nécessaire de développer de nouveaux modèles qui (a) prennent en compte la nature discontinue de la matière et (b) laissent s'exprimer les schémas d'interaction entre les différents éléments du système. Cette démarche permet de remplacer une multitude de couplages physiques par des comportements collectifs ne dépendant que d'un faible nombre de paramètres de contrôle. A terme, l'objectif est de décrire plus finement les mécanismes d'émergence susceptibles d'être rencontrés dans des contextes naturels à partir de la comparaison entre les structures spatio-temporelles du modèle et les observations.

Avant de décrire plus finement quelques propriétés fondamentales des principales approches utilisées pour l'analyse des systèmes complexes (Fig. 1.1), il est important de préciser qu'elles sont complémentaires. Chacune d'elles apporte un éclairage particulier sur différents aspects de la dynamique globale des systèmes et souligne l'importance d'avoir une hiérarchie de modèles pour la description d'un phénomène.

1.2 Différentes approches pour l'étude des systèmes complexes

1.2.1 Les systèmes dynamiques

Les équations de conservation et les théories classiques basées sur le calcul différentiel permettent de décrire très finement l'évolution d'un nombre limité de variables. Dans certaines conditions, ces équations permettent de rendre compte de la nature complexe d'un

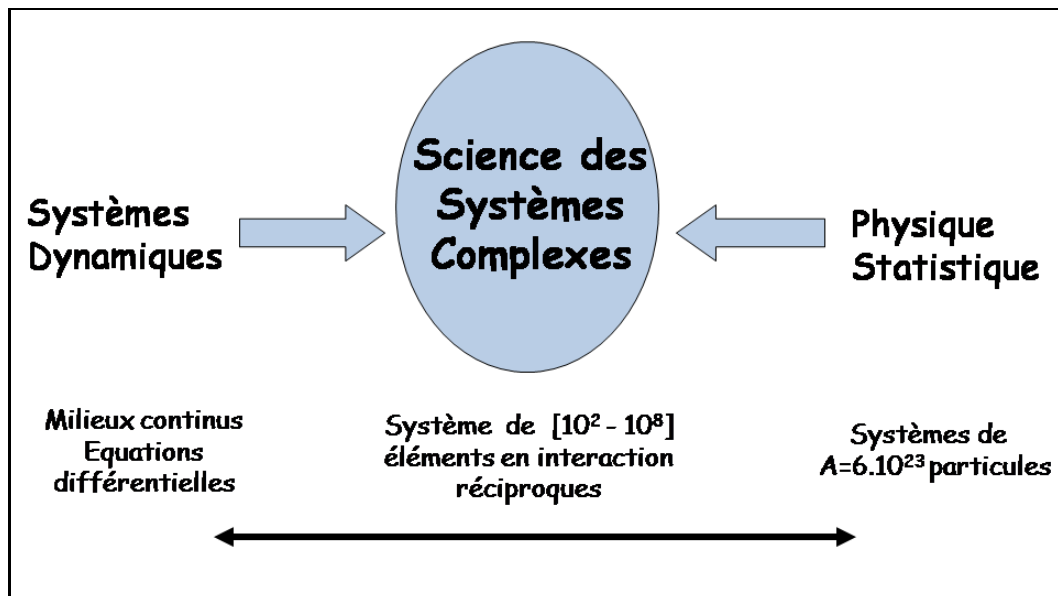


FIGURE 1.1: **Positionnement de la science des systèmes complexes** : située à l'interface entre les systèmes dynamiques (description fine à l'échelle des processus élémentaires) et la physique statistique (moyennage global), l'approche que je propose de développer tire sa force des schémas d'interaction qui se créent entre les différents éléments du système. Ainsi, je me placerai volontairement à une échelle intermédiaire pour laquelle il est possible d'identifier un nombre limité de structures élémentaires. Je construirai alors des modèles discrets dans lesquels les interactions, et surtout leurs portées, seront définies de manière absolue à partir d'un nombre restreint de processus physiques. Ce type de modèle est très adapté à l'étude des mécanismes d'émergence qui régissent la dynamique de grande échelle du système.

phénomène et notamment d'appréhender son comportement chaotique ou sa stabilité. Afin de mettre en perspective les différentes applications développées dans des contextes géophysiques, je récapitule brièvement quelques unes de ces propriétés fondamentales.

Bifurcation Confronté à des jeux d'équations différentielles du type

$$\dot{x}_i = f_i(x_1, x_2, \dots, x_k),$$

il est parfois simple de considérer une dynamique à temps discret pour lesquelles les équations sont remplacées par des applications du type

$$\dot{x}_i^{n+1} = f_i(x_1^n, x_2^n, \dots, x_k^n).$$

Dès lors et à titre d'exemple, nous pouvons illustrer la sensibilité d'un système dynamique aux paramètres de contrôle à partir de l'application logistique

$$x_{n+1} = 4rx_n(1 - x_n). \quad (1.1)$$

Dans ce système discret qui consiste à itérer la même fonction quadratique, les trajectoires de x visitent différentes zones en fonction de la valeur de r . La Fig. 1.2 montre que pour chaque valeur de $r \in [0; 0.862]$, il peut exister des points fixes, c'est à dire une ou des valeurs de x visitées un très grand nombre de fois et qui correspondent à un comportement asymptotique du système. Cependant, une des principales propriétés de l'Eq. 1.1 est d'être capable d'opérer une transition vers le chaos au travers d'une cascade de bifurcations. En d'autres termes, les points fixes évoluent et se multiplient pour des valeurs croissantes de $3/4 < r < 0.862$. Pour $r > 0.862$, il n'existe plus de points fixes et un comportement chaotique peut être observé.

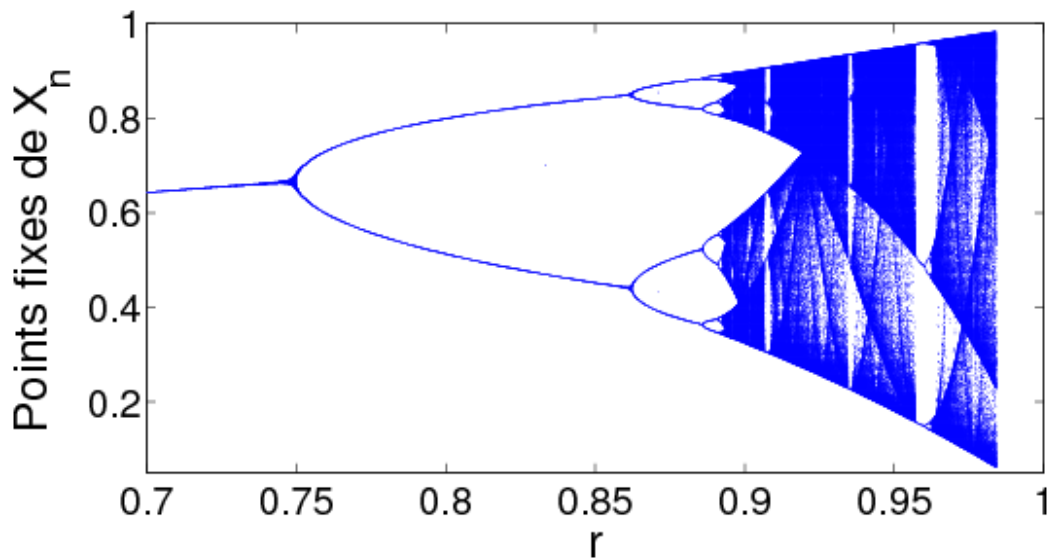


FIGURE 1.2: **La route vers le chaos de l'équation logistique (Eq. 1.1)** : Pour des valeurs croissantes de $r < 3/4$, il existe une solution unique qui augmente. Pour $3/4 < r < 0.862$, il n'y a plus de convergence. Un cycle-limite apparaît et le résultat de l'itération bascule alternativement entre deux solutions. Pour $r \rightarrow 0.862$ on observe une cascade de bifurcations. Les solutions stables se dédoublent vers des cycles de périodes 2^m . Ce dédoublement s'accélère à mesure que $r \rightarrow 0.892$. Pour $r > 0.892$, des solutions chaotiques sont observées, même si sur certaines plages de r des comportements périodiques peuvent aussi exister.

Ce type de comportement se traduit par une perte de corrélation et une très forte instabilité des trajectoires qui explorent le plus souvent des solutions présentant une structure fractale (Hénon, 1976).

Cette transition vers le chaos et cette cascade de bifurcations nous montrent donc que, si des solutions fixes peuvent exister, il existe aussi des configurations dans lesquelles le système peut choisir un nombre fini ou même infini de solutions. Si l'on replace ce type de comportements au sein d'un système naturel aux multiples mécanismes de rétroactions², on explique de manière synthétique l'origine de la complexité par la diversité des phénomènes qui peuvent être observés en fonction d'un simple paramètre de contrôle.

Stabilité Confrontée à des systèmes naturels et notamment aux problèmes de leur préservation, la notion de stabilité devient alors prépondérante. D'après la théorie des systèmes dynamiques, une solution stable pourra être atteinte à partir d'un large spectre de conditions initiales et aura la propriété d'être résistante aux perturbations. Dans l'espace des paramètres du système, on pourra alors parler d'attracteur s'il s'agit d'un point ou d'un bassin d'attraction s'il s'agit d'une zone de l'espace des paramètres. Par opposition, une solution instable se caractérise par une très forte sensibilité aux perturbations. Étudions cette notion de stabilité au travers d'une équation différentielle

$$\frac{dx}{dt} = \mu - x^2, \quad (1.2)$$

pour laquelle les solutions stables sont connues :

$$x = \pm \sqrt{\mu}.$$

2. r est fonction de multiples variables, elles-mêmes étant potentiellement fonctions de x

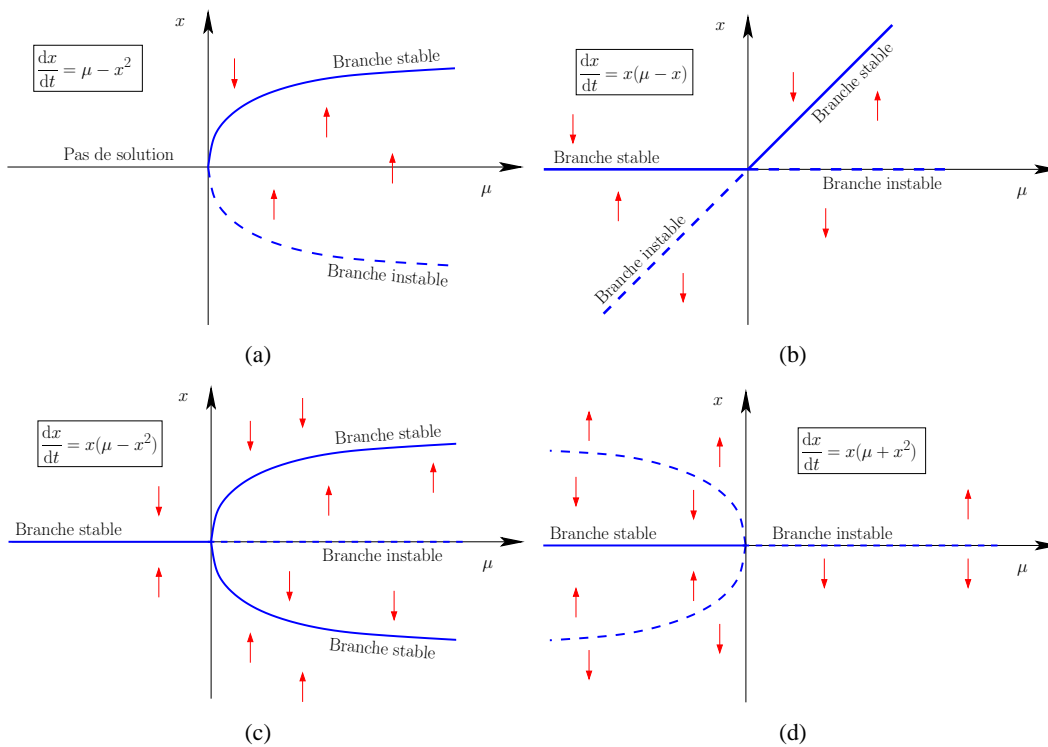


FIGURE 1.3: Illustration des bifurcations et de la stabilité de différents systèmes dynamiques à une dimension (a) Exemple d'une bifurcation à $\mu = 0$ entre une solution stable et une solution instable. (b) Exemple d'une bifurcation trans-critique : les solutions échangent leur stabilité au niveau de la bifurcation. (c) Exemple d'une bifurcation super-critique : la solution stable a une amplitude continue au passage de la bifurcation. (d) Exemple d'une bifurcation sous-critique : l'apparition d'une nouvelle solution est discontinue au passage de la bifurcation.

Si $\mu < 0$, il n'existe pas de solution. Si $\mu > 0$, il existe deux solutions et le point $\mu = 0$ est le siège d'une bifurcation (voir ci-dessus). Pour étudier la stabilité de ces solutions, on les perturbe en opérant un changement de variable

$$x = \pm \sqrt{\mu} + x_1,$$

pour lequel x_1 a une valeur infinitésimale. En réinjectant cette nouvelle variable dans l'Eq. 1.2 et après avoir éliminé le terme quadratique, nous obtenons

$$\frac{dx_1}{dt} = \mp 2x_1 \sqrt{\mu}. \tag{1.3}$$

Les solutions de cette équation sont de la forme $\exp(\mp 2 \sqrt{\mu} t)$, convergeant vers 0 si $x = \sqrt{\mu}$ et divergeant si $x = -\sqrt{\mu}$. Nous avons donc une solution stable ($x = \sqrt{\mu}$) et une solution instable ($x = -\sqrt{\mu}$).

En répétant l'analyse de stabilité pour différents systèmes dynamiques à une dimension, la Fig. 1.3 montre à la fois différents types de bifurcations, la stabilité des différentes solutions ainsi que l'orientation des trajectoires dans l'espace des paramètres du modèle. Ces diagrammes de bifurcations montrent très clairement que, lorsqu'un des paramètres d'un système dynamique évolue lentement, la stabilité du système peut, elle, évoluer de manière très rapide.

Élément de dynamique qualitative Un portrait de phase est une représentation géométrique des trajectoires d'un système dynamique dans l'espace des variables d'état du système (le plan de phase). Chaque condition initiale peut être représentée par un point. Une courbe partant de ce point représente alors l'évolution du système au cours du temps. Utilisons ces portraits de phases, afin d'illustrer de manière qualitative quelles peuvent être les différents phases dynamiques d'un système à variables couplées. Prenons deux équations linéaires de la forme

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = ax + by, \\ \frac{dy}{dt} = cx + dy. \end{cases} \quad (1.4)$$

L'objectif est ici définir les régimes de stabilité en fonction de l'ensemble des paramètres $\{a, b, c, d\}$. Ces systèmes d'équations linéaires couplées peuvent se résoudre en adoptant une méthode matricielle. Cette méthode est d'ailleurs la seule généralisable à un grand nombre de variables. Ici, nous choisissons de développer une méthode plus directe, certainement mieux adaptée à l'enseignement de ces concepts en Science de la Terre. A partir du calcul de d^2x/dt^2 et en éliminant dy/dt , nous obtenons

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} = a\frac{dx}{dt} + b(cx + dy), \\ \frac{dx}{dt} = ax + by, \end{cases} \quad (1.5)$$

qui, après avoir éliminé y , devient

$$\frac{d^2x}{dt^2} = (a + d)\frac{dx}{dt} + (bc - ad)x. \quad (1.6)$$

Cette équation différentielle du second ordre à coefficient constant a une solution générale. Il s'agit d'une combinaison linéaire de fonctions exponentielles $\exp(s_1t)$ et $\exp(s_2t)$ pour lesquelles s_1 et s_2 sont les solutions de l'équation

$$s^2 - (a + d)s + (ad - bc) = 0. \quad (1.7)$$

Suivant le signe du déterminant

$$\Delta = (a - d)^2 - 4bc \quad (1.8)$$

différentes évolutions dynamiques peuvent être observées. Pour chacune d'elle, nous considérerons qu'une solution stable est une zone de l'espace des paramètres accessible à partir d'une large gamme de conditions initiales et pour laquelle le système dynamique devient résistant.

- Si $\Delta > 0$ les racines sont réelles et les solutions sont de la forme

$$\begin{cases} x(t) = x(0) \exp(s_1t), \\ y(t) = y(0) \exp(s_2t), \end{cases} \quad (1.9)$$

Nous avons

$$\left(\frac{x(t)}{x(0)}\right)^{\frac{1}{s_1}} = \left(\frac{y(t)}{y(0)}\right)^{\frac{1}{s_2}}$$

et nous pouvons analyser les trajectoires dans l'espace des phases en fonction des signes de s_1 et s_2 :

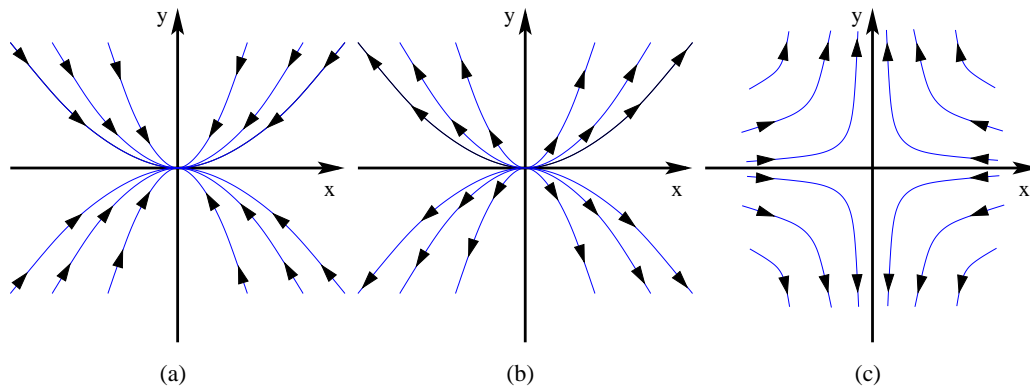


FIGURE 1.4: **Trajectoires dans l'espace des phases pour deux racines réelles** : si les deux racines sont de même signe, les trajectoires sont paraboliques et la solution est un noeud stable si les racines sont négatives (a), ou un noeud instable si les racines sont positives (b) ; si les deux racines sont de signes opposés, la solution est un col ou un point selle et les trajectoire sont d'allure hyperbolique (c). Elles se rapprochent de l'origine suivant la direction de la valeur propre négative et s'en écartent suivant la direction de la valeur propre positive (ici $s_2 > 0 > s_1$).

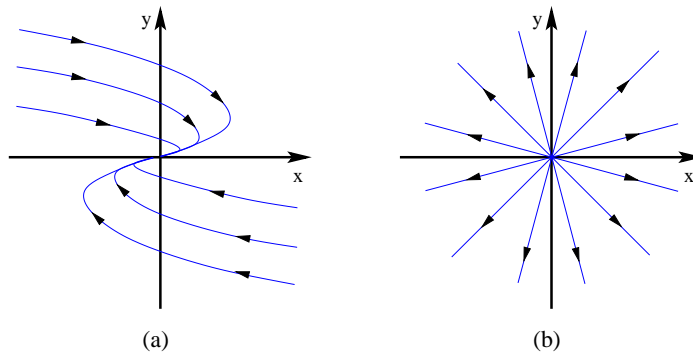


FIGURE 1.5: **Trajectoires dans l'espace des phases pour une racine double** : (a) solution stables lorsque toutes les directions du plan sont solutions ; (b) noeud impropre et instable dans le cas où la matrice des valeurs propres est non-diagonalisable.

- Pour $s_1 s_2 > 0$ les trajectoires dans l'espace des phases sont paraboliques et la solution est un noeud stable si $s_{\{1,2\}} < 0$ (Fig. 1.4a) ou instable si $s_{\{1,2\}} > 0$ (Fig. 1.4b).
- Pour $s_1 s_2 < 0$ le point fixe est un col ou un point selle. Les trajectoires ont une allure hyperbolique (Fig. 1.4c).
- Si $\Delta = 0$, il existe une racine double $s = \frac{1}{2}(a + d)$ et les solutions s'écrivent

$$\begin{cases} x(t) = x(0) \exp(st) + y(0)t \exp(st), \\ y(t) = y(0) \exp(st). \end{cases} \quad (1.10)$$

Dans ce cas, le point fixe est un noeud impropre stable pour $s < 0$ et instable pour $s > 0$ (Fig. 1.5a). Si $b = c = 0$, il existe un noeud stable pour $s < 0$ et instable pour $s > 0$ (Fig. 1.5b).

- Si $\Delta < 0$, nous avons des racines complexes de la forme $s = \sigma \pm i\omega$ et la solution s'écrit

$$\begin{cases} x(t) = \exp(\sigma t) (x(0) \cos(\omega t) - y(0) \sin(\omega t)), \\ y(t) = \exp(\sigma t) (x(0) \sin(\omega t) + y(0) \cos(\omega t)). \end{cases} \quad (1.11)$$

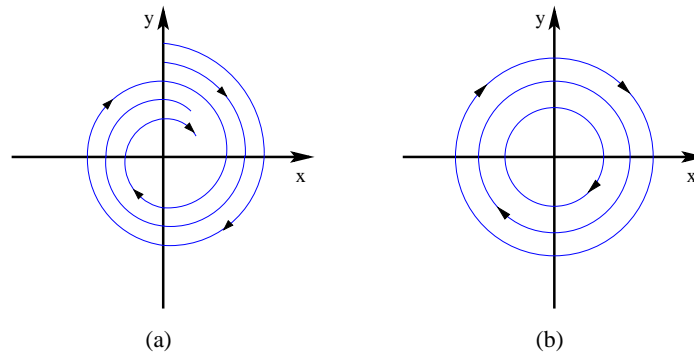


FIGURE 1.6: **Trajectoires dans l'espace des phases pour des racines complexes :** (a) Foyer stable ou instable en fonction du signe de la partie réelle des valeurs propres. (b) Cas marginal si la partie réelle est nulle.

Les trajectoires dans l'espace des phases s'enroulent autour d'un point spiral ou un foyer. Ce point fixe est stable pour $s < 0$ et instable pour $s > 0$ (Fig. 1.6a). Pour $\sigma = 0$ ce point fixe forme un point elliptique ou centre (Fig. 1.6b).

Il est assez courant en Sciences de la Terre de rencontrer des systèmes pour lesquels une modélisation en terme d'équations différentielles couplées est suffisante pour établir les grands régimes d'équilibres. Comme nous venons de le décrire à partir d'un cas extrêmement élémentaire, les systèmes dynamiques offrent alors des solutions pertinentes. Malheureusement, celles-ci restent entièrement dépendantes de la formulation des processus qui a été proposée. Le risque est alors de ne pas explorer l'ensemble des formalismes nécessaires à la description d'un phénomène naturel (voir l'exemple de la géomorphologie quantitative, Chap. 2). Le risque est alors de confiner les mécanismes d'émergence au seul jeu des hétérogénéités que l'on injecte a priori dans le modèle.

1.2.2 La physique statistique

A l'échelle moléculaire, un gaz peut se décrire comme un nombre très élevé de molécules en interaction. La dynamique élémentaire d'une molécule est connue : elle se déplace à vitesse constante et, lorsqu'elle rentre en collision avec une autre molécule, elle rebondit de manière élastique. Malgré cette simplicité, il est impossible de décrire de manière déterministe le mouvement global de l'ensemble des molécules d'un volume de gaz donné. En effet, les conditions initiales resteront toujours inconnues, et l'accumulation des incertitudes induites par un nombre incommensurable de collisions rend impossible toute approche directe. Cependant, le comportement chaotique de la dynamique microscopique peut être moyenné afin d'obtenir un nombre limité de paramètres statistiques qui décrivent entièrement le système. Ce moyennage globale, à l'échelle d'un système d'une grande complexité, est la grande force de la physique statistique. Par exemple, dans le cas le plus simple d'un gaz parfait, il est possible d'établir des relations entre le nombre de molécules, le volume, la température et la pression ; cette pression n'étant alors que l'expression de l'intensité des collisions sur les limites du système. Plus généralement, cette approche statistique permet d'étudier un système à partir de la densité de probabilité de ces différents états. C'est donc une approche susceptible d'être utilisée dans de nombreux domaines afin de mieux identifier les états d'équilibres.

Pour étudier l'origine de la complexité, toute la richesse de la physique statistique s'exprime à proximité des transitions de phases, lorsque d'infimes variations d'un paramètre de

contrôle entraînent de brutales transitions de l'état macroscopique d'un système. Qu'elles soient du premier ordre (c.-à-d. des discontinuités des paramètres thermodynamiques) ou du deuxième ordre (c.-à-d. des discontinuités de la dérivée des paramètres thermodynamiques), ces transitions se caractérisent par une réorganisation des équilibres entre l'ordre imposé par les interactions et le désordre induit par l'agitation thermique. Pour la transition liquide-gaz de l'eau sous le point critique (brusque variation du volume molaire), les deux phases coexistent et la réorganisation se caractérise par une minimisation des coûts énergétiques associés aux discontinuités entre les deux phases. Au point critique, il devient impossible de distinguer les deux phases (le volume molaire est le même) et celles-ci coexistent à toutes les échelles pour former toute une hiérarchie de structures dont la distribution en taille respecte des lois d'échelles. Par conséquent, l'apparition de ces structures fractales reconnaissables dans de nombreux systèmes naturels est à l'origine de nombreuses analogies avec les transitions de phases du deuxième ordre.

Revenons sur quelques concepts de base des transitions de phases du deuxième ordre afin d'illustrer comment la physique statistique peut participer à la description des systèmes complexes. Lorsqu'un système s'organise spontanément autour d'un point critique on le décrit comme étant dans un état de criticalité auto-organisée (Bak et al., 1988). A l'approche du point critique le paramètre d'ordre macroscopique Q décroît comme

$$Q \sim |T_c - T|^{-\vartheta}, \quad (1.12)$$

avec T la température (c.-à-d. le paramètre de contrôle), T_c une température critique et ϑ un exposant critique (Stanley, 1971; Bruce et Wallace, 1989). Dans le même temps, la longueur de corrélation diverge comme

$$\xi \sim |T_c - T|^{-\nu}, \quad (1.13)$$

et la distribution en taille des phénomènes A (ex. avalanches, séismes, amas de percolation, etc ...) qui caractérisent notre système suit une loi de la forme

$$p(A) = \frac{A^{-b} \exp(-A/A^*)}{Z} \quad (1.14)$$

où A^* est une taille caractéristique qui dépend de la longueur de corrélation et Z une constante de normalisation. Au point critique, A^* diverge de telle sorte que le phénomène étudié peut entièrement être décrit par une loi d'échelle. Cependant, il s'agit uniquement d'une solution statistiquement stationnaire qui s'inscrit dans un continuum d'états pour lesquels le comportement en loi d'échelle reste borné. Dans ce cas, $A^* \neq 0$ et l'on peut même imaginer des jeux de paramètre du système pour lesquels nous avons $A^* < 0$ (voir le papier de synthèse de Main (1996)). Dans des systèmes de taille finie, les transitions entre des valeurs positives et négatives de A^* peuvent alors être utilisées pour caractériser des espaces de phases régis par des équilibres dynamiques très différents (Dahmen et al., 1998; Main et al., 2000).

Un système fermé soumis à des conditions aux limites constantes ne peut pas spontanément évoluer vers d'autres états d'équilibre. Par contre, lorsque le système est ouvert, de telles évolutions sont possibles si celui-ci est soumis à de brusques fluctuations du paramètre de forçage (Sect. 3.4 in Mandl (1988)). On parle alors de systèmes hors équilibre pour lesquels un terme de température T peut se définir comme

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_\varepsilon \quad (1.15)$$

où ε est une variable cinématique (ex. volume pour un gaz, déformation pour un solide)). Avec une telle définition, la température peut avoir des valeurs négatives si l'entropie S (le

désordre) diminue à mesure que l'énergie E augmente. On perçoit alors immédiatement le rôle-clé des interactions et des mécanismes de morphogénèse qui, au contraire de l'agitation thermique, peuvent participer à l'organisation du système.

Dans le cadre particulier de l'analyse des systèmes naturels, il est donc possible d'utiliser la distribution en taille du phénomène A qui caractérise le système pour remonter à l'estimation du terme de température. Considérons une distribution p_i connue, nous pouvons définir l'énergie comme

$$\langle E \rangle = \sum_i E_i(A) p_i(A), \quad (1.16)$$

et l'entropie comme

$$S = - \sum_i p_i(A) \ln(p_i(A)). \quad (1.17)$$

Il n'y a pas de constante de Boltzmann dans notre définition de l'entropie car nous ne cherchons pas à définir une température thermique mais un terme plus général qui représente les fluctuations possibles d'une des composantes de notre système. Finalement, à partir de ces définitions, nous aurons la température grâce à l'Eq. 1.15 et l'énergie libre de Helmholtz en calculant

$$F = \langle E \rangle - TS. \quad (1.18)$$

Dans l'espace des paramètres du modèle, il est donc possible de recalculer tous ces termes et ainsi de décrire de manière synthétique la dynamique globale d'un système à partir de principes de minimisation. Cette approche est d'autant plus intéressante si elle peut être reliée aux processus d'auto-organisation et à l'émergence de structures spatio-temporelles très particulières. Malheureusement, pour la simulation directe de ces structures, il est certain que d'autres méthodes devront être développées.

1.2.3 Des modèles discrets pour l'étude des systèmes complexes

La mécanique des milieux continus suppose l'existence de limites finies en tout point de l'espace. Les méthodes de résolution consistent alors à considérer un jeu d'équations différentielles à partir d'un nombre restreint de lois constitutives. Depuis plus de deux siècles, cette méthode s'est avérée extrêmement efficace pour modéliser des phases dynamiques comme par exemple la propagation d'ondes ou des écoulements. Cependant, la dynamique globale des systèmes naturels n'est pas encore modélisable. La principale raison pour beaucoup de chercheurs est que le manque de moyens numériques limite le spectre des dimensions utilisées. Ainsi, il est impossible de considérer les structures de petites échelles et, par exemple, les couches limites ne peuvent être prises en compte avec suffisamment de précision. Cela a pour effet de sous-estimer le rôle des interactions de longue portée que des études plus approfondies ont, au contraire, tendance à accentuer. Pour d'autres, dont je fais partie, cette course à la puissance numérique peut avoir des alternatives.

Par ailleurs, en complément des approches purement déterministes, les techniques de type automate cellulaire proposent de discrétiser l'espace réel (on considère alors un nombre fini d'états) et de remplacer les lois constitutives par des règles d'évolution (Fig. 1.7). Dans cette approche, des instabilités se propagent par le simple jeu des interactions de voisinage direct. La sensibilité du système peut alors se mesurer au travers d'une longueur de corrélation variant potentiellement de l'échelle élémentaire de l'automate cellulaire à l'infini. Lorsque cette sensibilité augmente, la moindre fluctuation microscopique peut affecter des zones de plus en plus importantes et on peut quantifier son impact au travers des structures spatio-temporelles qu'elle est capable d'engendrer. Ces structures et les mécanismes

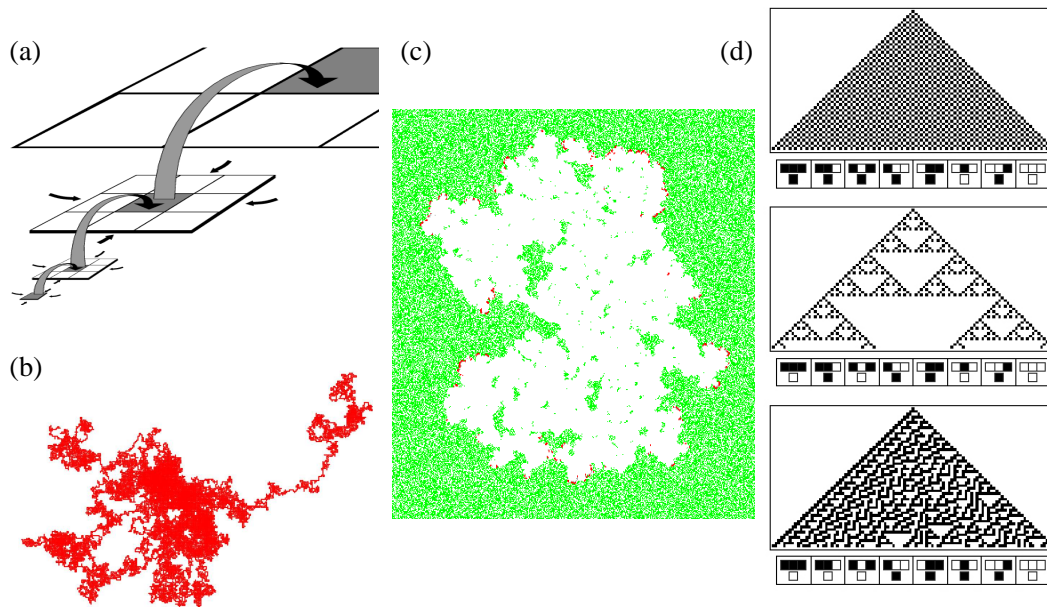


FIGURE 1.7: Quelques exemples de méthodes discrètes pour la modélisation de systèmes complexes : (a) Automates cellulaires multi-échelles développés pour l'étude de systèmes ayant des interactions de longue portée (Narteau et al., 2000a,b). (b) Automates cellulaires implémentant une marche aléatoire pour l'analyse des mouvements browniens (Brown, 1828). (c) Modèles de feux de forêt (Drossel et Schwalb, 1994). (d) Différentes règles d'un automate cellulaire élémentaire popularisé par Wolfram (1986).

d'auto-organisation qui lui sont associés semblent bien adaptés à la description de nombreux phénomènes, en particulier en sciences de la Terre (sismicité, inversions du champ magnétique terrestre) mais aussi dans d'autres disciplines pour lesquelles ils ont, depuis longtemps, fait leur preuve.

Il serait fastidieux de donner l'ensemble des possibles applications des automates cellulaires et je préfère diriger le lecteur vers le travail de synthèse de Chopard et Droz (1998). Ici, je me limiterai à la présentation d'un exemple très classique portant sur la diffusion moléculaire. Pour cela, j'utilise les outils numériques que nous avons développés pour l'étude des lits sédimentaires. Le flux de particules étant proportionnel à la variation de concentration, la loi de Fick relie la fluctuation temporelle du nombre de molécules à ces fluctuations spatiales par une équation de la forme.

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x, t)}{\partial x^2}$$

Communément appelée équation de la diffusion, elle a pour solution

$$C(x, t) = A \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{2Dt}}\right) + B,$$

où A et B sont deux constantes qui dépendent des conditions aux limites. Grâce à cette expression, on peut donc prédire, en fonction du coefficient de diffusion D , la concentration moléculaire en tout point de l'espace et à chaque instant (Fig. 1.8a). Si, maintenant, on considère des cellules opérant une marche aléatoire sur une grille 2D, on peut aussi, mais de manière discrète, recalculer, après chaque mouvement de cellules, la concentration de ces cellules le long d'un axe. Ce modèle discret opérant à l'échelle microscopique aura alors un comportement que l'on pourra directement comparer aux solutions de l'équation de diffusion.

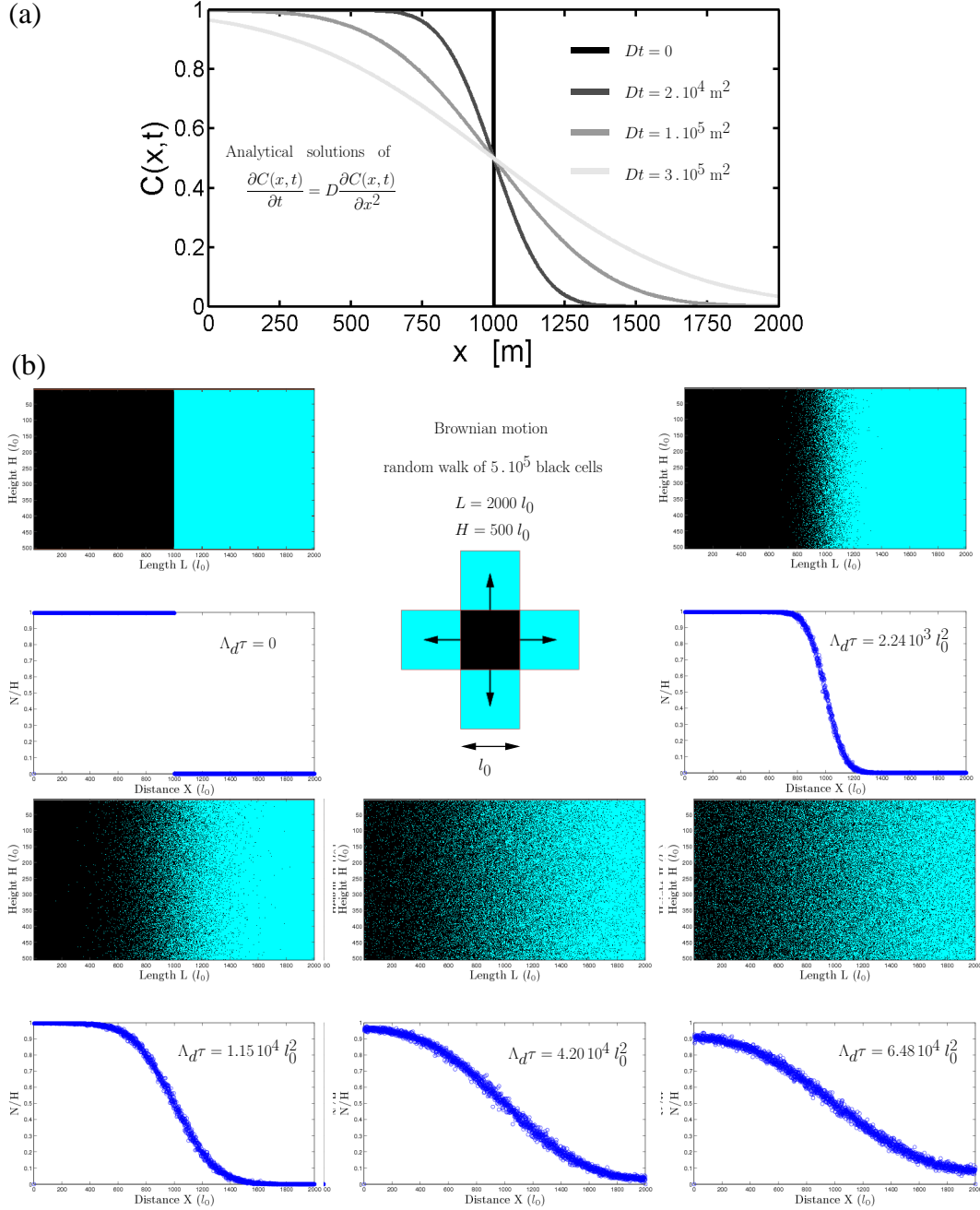
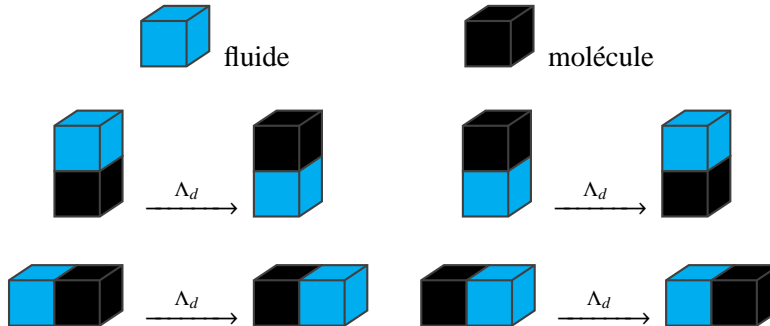


FIGURE 1.8: Comparaison entre des modèles de diffusion moléculaire ; l'un continu, l'autre discret : (a) Solutions analytiques de l'équation de la diffusion à une dimension. (b) Evolution de 10^5 cellules par marche aléatoire au sein d'un modèle discret. La condition initiale impose une marche entre une zone de concentration 0 et une zone de concentration 1.

En pratique, afin de reproduire le déplacement des molécules, nous considérons que chaque cellule contenant une molécule a une certaine probabilité par unité de temps Λ_D d'opérer une transition avec une cellule ne contenant pas de molécule :



Chacune de ces transitions correspond donc à un flux de masse et un transfert de quantité de mouvement. En implémentant des processus stochastiques très basiques (Narteau et al., 2009b), on peut alors choisir au hasard le pas de temps et la cellule qui opère une transition en exprimant toute la dynamique en fonction des échelles de temps ($1/\Lambda_D$) et d'espace (l_0) du modèle. La Fig. 1.8b montre les résultats pour 10^5 particules se redistribuant dans un volume deux fois plus grand que celui qu'elles occupaient à $t = 0$. On observe que l'évolution de la concentration suit parfaitement les solutions analytiques de l'équation de diffusion. Deux modèles complètement indépendants et de conception différente sont donc susceptibles de reproduire *exactement*³ les mêmes résultats.

L'exemple de la diffusion moléculaire montre que les automates cellulaires sont des modèles physiques comme les autres malgré un niveau d'abstraction différent qui les rend parfois difficiles à appréhender. Le principal avantage de ces méthodes discrètes réside dans leur capacité à reproduire une très large gamme de structures macroscopiques. Plus que n'importe quelle autre méthode, et de par la diversité des configurations que peut explorer le système, elles sont capables de simuler les processus d'auto-organisation et de morphogénèse. Les automates cellulaires constituent donc une approche idéale pour analyser la dynamique des systèmes complexes, c'est à dire, les interactions hautement non-linéaires qui résultent de la coexistence d'une très grande variété d'éléments ou de processus. A l'opposé, leur plus gros défaut réside dans le choix arbitraire des échelles de temps et d'espace du modèle. En effet, celles-ci ne sont pas définies à partir d'un processus élémentaire connu, ou pire, elles sont imposées sans réelle remise à l'échelle. Une nouvelle fois, l'exemple de la diffusion moléculaire nous permet de montrer comment il est possible de contourner cet obstacle. En effet, à l'aide de la Fig. 1.8 nous voyons très bien que s'il est possible de relier l_0 à une longueur caractéristique du problème, l'échelle de temps τ de l'automate cellulaire peut directement se déduire de l'équivalence entre deux nombres adimensionnés, Dt/m^2 pour le modèle analytique et $\tau/(\lambda_D l_0^2)$ pour le modèle discret. Le problème reste entier pour définir l_0 si ce n'est que, le plus souvent, il est possible de caractériser une instabilité élémentaire à la fois dans l'automate cellulaire et le phénomène étudié. A partir de la remise à l'échelle de l'instabilité simulée, on peut retrouver l_0 et, dès lors, étudier toutes les propriétés du modèle à partir de mécanismes physiques et d'échelles spatio-temporelles clairement identifiées.

C'est cette approche innovante que je me propose de défendre.

3. Les nuages de points du modèle discret (Fig. 1.8b) converge vers les courbes du modèle continu (Fig. 1.8a) dans la limite d'une interface infinie.

Discrete modelling for complex geophysical systems					
Geomorphology		The earthquake machine		Deep–Earth	
	Landscape dynamics	Bedform dynamics	Faulting	Seismicity	Geodynamo CMB
Elementary structure	Slopes	Dunes	Fractures	Earthquakes	Cyclones, vortices
Description at a microscopic scale	Weathering, debris flows, landslides, floods, soil denudation, vegetation, hydrodynamics and transport	Motion threshold Saltation–reptation	Crack growth, rheological laws	Fault interactions Fault–zone processes	MHD laws
Description at a macroscopic scale	Drainage basins River networks Sedimentary structures	Population of dunes Flow dynamics Sedimentary structures	Fault populations Faulting mechanism	Clusters, swarms Aftershocks, Frequency–size distribution	Reversals excursions secular variation
Observations	Laboratory experiments + DEM and field data		Rock fracture experiments + offset measurements catalogs of seismicity	Numerical simulations + Paleo–geomagnetic databases	
	<i>Chapter 2</i>	<i>Narteau et al. (2009)</i>	<i>Narteau (2007a)</i>	<i>Narteau (2007b)</i>	<i>Narteau et al. (2005)</i>

TABLE 1.1: **Caractérisation de quelques systèmes géophysiques complexes.** Pour chacun d’eux, il est possible d’isoler des structures élémentaires, des processus physiques de petite échelle et une très large gamme de phénomènes de plus grande dimension révant des lois d’échelle ou des structure auto-similaires. Sur la base de cette décomposition, j’ai développé une nouvelle classe d’algorithmes, des automates cellulaires de l’espace réel. Les modèles se construisent à partir de l’échelle intermédiaire des structures élémentaires et de règles d’interaction qui intègrent toute la variabilité des processus microscopiques. A posteriori, toutes les échelles de temps et d’espace des modèles peuvent se redimensionner par analogie avec les systèmes naturels à partir de l’analyse des phénomènes de grande échelle.

1.3 Reconnaître et analyser les systèmes géophysiques complexes

La grande majorité des systèmes géophysiques peut revendiquer l'appellation de *système complexe*, car aucun ne peut raisonnablement fonctionner sans faire intervenir des couplages entre processus physiques, chimiques ou biologiques. Sous ces conditions, la notion de complexité n'est pas discriminante et pourrait même apparaître pour beaucoup comme superflue, si elle ne s'accompagnait d'analyses théoriques qui en expliquent l'origine. Dans les sciences de la Terre, en règle générale, le *challenge* ne consiste donc plus à démontrer la nature complexe de tel ou tel phénomène mais bien d'y avoir accès au travers de modèles⁴ qui, couplés à l'observation, permettront d'explorer des mécanismes d'émergence à partir d'un nombre limité de paramètres pertinents. Partant de ce constat, il est important de classer les différents types de systèmes géophysiques pour évaluer les méthodes d'analyse qui correspondent le mieux à l'étude des mécanismes d'émergence qui les caractérisent. Bien entendu, cette classification ne devra pas être prise comme définitive et freiner le développement d'autres méthodes. Il est en effet primordial de disposer d'une hiérarchie de modèles⁵ dédiée à l'étude d'un même objet.

Personnellement, j'ai acquis la conviction que les automates cellulaires sont des outils très performants pour renforcer le caractère prédictif des modèles. En effet, la notion de stabilité en géophysique reste imprécise et peut soulever débats et polémiques. Il vaut donc mieux parler d'équilibres dynamiques transitoires qui se caractérisent par des motifs ou des structures cohérentes. Dans l'optique de leur modélisation, les méthodes discrètes offrent l'opportunité de créer et de parcourir de nouveaux objets mathématiques qu'il était impossible d'appréhender il y a seulement vingt ans. Ces méthodes puisent toute leur richesse, non pas dans la précision du calcul, mais dans la nature des comportements qu'ils sont susceptibles de produire. On peut alors espérer avoir accès à toute une diversité de phénomènes qui serviront à mesurer les réponses à différentes sollicitations d'un environnement géophysique.

Pour cette raison, mon travail de recherche consiste à développer des *automates cellulaires de l'espace réel*, une classe d'algorithmes qui permet d'analyser une grande variété de systèmes géophysiques à partir du même degré de conceptualisation (voir Tab. 1.1). Ces modèles sont décrits avec précision (variables, structures de contrôles, interactions) dans le chapitre suivant, notamment sur la base d'un exemple concernant la dynamique des paysages (voir aussi les différentes publications fournies en Appendices). Ici, il est important de s'intéresser à la manière dont je décompose les observations pour identifier des mécanismes d'émergence que je cherche à examiner. En pratique, je reconnais la complexité en géophysique lorsque, dans un environnement naturel, on retrouve

- des structures élémentaires interagissant les unes avec les autres.
- une collection de phénomènes de plus grande échelle.
- des lois d'échelle et/ou des structures auto-similaires permettant de relier entre elles les différentes échelles de description du système.

J'identifie alors les ingrédients physiques et surtout les échelles de longueur sur lesquels ils s'expriment. La portée de ces interactions est essentielle pour élaborer les couplages élémentaires à partir desquels se construiront les mécanismes de rétroaction. Le Tab. 1.1 présente les systèmes géophysiques sur lesquels j'ai déjà travaillé sur la base des résultats numériques produits par des automates cellulaires de l'espace réel. Ce tableau permet aussi de se rendre compte que le degré de conceptualisation avec lequel j'aborde ces problèmes

4. Ces modèles pourront être analogiques, analytiques ou numériques

5. L'ordre se fera ici par rapport au degré de raffinement des modèles, des plus conceptuels aux plus raffinés.

peut évoluer en fonction du système étudié afin d'analyser avec les mêmes outils la sismicité d'une zone de faille, le champ magnétique terrestre ou encore la dynamique dunaire.

1.4 Les résultats à attendre de l'étude des systèmes géophysiques complexes

Si les sociétés humaines ont toujours été confrontées à un très large éventail de risques naturels, il apparaît aujourd'hui évident que de rapides variations des états d'équilibre des systèmes géophysiques peuvent être à l'origine de désastres écologiques, économiques et humanitaires de très grande ampleur. C'est d'autant plus le cas que, de par leur nature, ces transitions s'accompagnent le plus souvent d'événements d'une extrême violence se produisant presque instantanément sans toujours émettre de signaux précurseurs (ex. séisme, éruption volcanique, glissement de terrain, tsunami, cyclone). Dans ces conditions, le rôle de la science des systèmes géophysiques complexes est avant tout de mieux évaluer les risques associés à ces phénomènes destructeurs. Cet objectif ambitieux va de pair avec une meilleure compréhension des processus étudiés. En théorie, il est donc impossible de distinguer objectifs sociétaux et objectifs scientifiques. Malheureusement, en pratique, la caractérisation de l'aléa doit se faire bien en amont des problématiques locales afin de replacer les objets dans un contexte théorique applicable à différents sites.

Sur la base de mon travail (Tab. 1.1), voici des résultats qu'il est possible d'attendre de l'analyse des systèmes géophysiques complexes telle que je l'envisage.

Identification de nouveaux observables Le premier enseignement que je tire de mon expérience est que les modèles doivent guider l'observation et non pas la subir. En d'autres termes, les modèles ne doivent pas seulement servir à reproduire des phénomènes connus mais bien à isoler des observables qui seront, elles, déterminantes à la compréhension de la dynamique globale du système. En sachant où regarder, il est probable que l'on puisse alors identifier des comportements précurseurs qui seraient restés invisibles autrement.

Des scénarios de court et long terme Une des grandes contributions de la science des systèmes complexes sera, dans le futur, de replacer chaque événement dans un contexte plus global sur des échelles temps humaines et géologiques. Estimer la variabilité de ces scénarios permettra certainement de renforcer la caractérisation de l'aléa. Plus généralement, cela permettra aussi d'éviter de donner trop d'importance à une variable unique moyennée dans le temps et l'espace à partir d'une base de données trop souvent incomplète et d'une condition initiale inconnue.

Compréhension objective issue d'une hiérarchie de modèles Comme nous l'avons vu ci-dessus, il existe différents types de modèles, continus ou discrets, déterministes ou aléatoires utilisant différents niveaux de conceptualisation. Tous participeront à une meilleure compréhension du système. Ils permettront individuellement ou collectivement d'identifier les symétries et les échelles caractéristiques qui serviront à adimensionner la dynamique du système. S'il est nécessaire de faire un choix, il dépendra du caractère opérationnel du modèle par rapport aux phénomènes étudiés (voir les deux points ci-dessus).

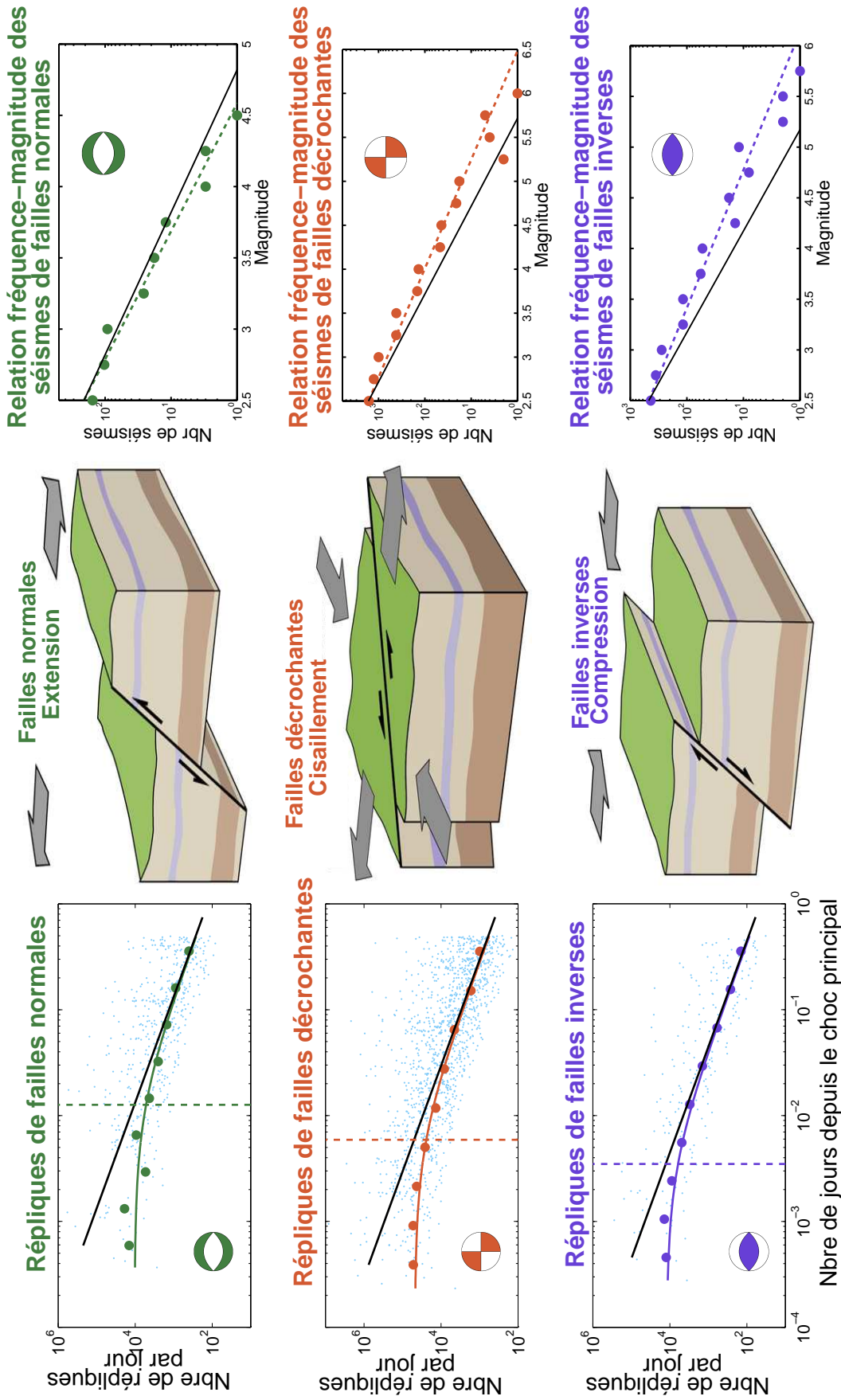


FIGURE 1.9: **Propriétés statistiques des catalogues de sismicité en Californie du Sud.** La fréquence des répliques (à gauche) et la distribution fréquence-magnitude (à droite) en fonction du mécanisme des tremblements de terre (au centre). Pour les séquences de répliques, le régime de décroissance en loi puissance (ligne noire) met plus de temps à s'établir (ligne pointillée verticale) pour des séismes de failles normales que pour des séismes de failles inverses, prenant une valeur intermédiaire pour des décrochements. De même, la pente de la relation fréquence-magnitude est supérieure à 1 pour les séismes de failles normales, inférieure à 1 pour des séismes de failles inverses, prenant une fois de plus une valeur intermédiaire pour des séismes décrochants (les lignes noires indiquent une pente de 1). En se basant sur les critères de contrainte de Mohr-Coulomb Sibson (1974), ces observations suggèrent que l'intensité du déviateur de contrainte contrôle de manière indépendante les deux grandes lois statistiques qui permettent de décrire le phénomène du tremblement de terre (Narteau et al., 2009a).

De la physique des tremblements de terre aux algorithmes de prédiction,
illustration d'une démarche scientifique
construite autour de l'analyse d'un système géophysique complexe

Nos analyses des modèles de sismicité ont démontré que des paramètres statistiques macroscopiques pouvaient renseigner sur l'état des contraintes le long des failles (Fig. 1.9). Plus précisément, nous avons montré (1) qu'il existe un temps caractéristique avant la décroissance en loi puissance de la fréquence des répliques et que (2) ce temps est de plus en plus court à mesure que le déviateur des contraintes augmente (Narteau et al., 2000b, 2002, 2009a).

Malheureusement, le déviateur des contraintes ne peut pas être mesuré directement en profondeur le long des failles et son intensité ne peut en aucune circonstance être reliée à un taux de sismicité. Pour contourner ces obstacles, nous partons de l'hypothèse que lorsque les contraintes augmentent, le risque de séisme s'accroît. A partir de l'analyse des catalogues de répliques, nous proposons alors un nouvel observable directement quantifiable à partir des données. Pour des chocs principaux se produisant à $t = 0$, il s'agit de la moyenne géométrique des temps d'occurrence t_i des répliques de cet événement :

$$\langle t_g \rangle := \sqrt[n]{\prod_{i=1}^n t_i} = \exp\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln(t_i)\right)$$

Il s'agit donc d'une variable non-paramétrique ayant la dimension d'un temps qui ne découle d'aucune loi prédéterminée. D'après nos modèles et nos observations, nous supposons que la valeur de $\langle t_g \rangle$ est anti-corrélée à l'amplitude du déviateur de contrainte. Dès lors, parce que $\langle t_g \rangle$ peut être estimé en fonction du temps et de l'espace suivant la distribution des séismes, nous disposons d'un outil susceptible d'examiner de manière indirecte l'évolution du champ de contraintes. En parallèle, il est possible de mesurer le taux de sismicité pour ensuite évaluer la qualité des prédictions qui peuvent être élaborées à partir des valeurs de $\langle t_g \rangle$ (Shebalin et al., 2011). Cette méthode est actuellement expérimentée dans le centre de test californien du CSEP (Collaboratory for the Study of Earthquake Predictability). Elle montre des résultats encourageants qui soulignent que la variable $\langle t_g \rangle$ capture certains aspects de la dynamique des tremblements de terre à l'échelle des zones de failles actives.

En partant d'un automate cellulaire (Narteau et al., 2000b) et de son analyse (Narteau et al., 2002), la comparaison avec des objets naturels (Narteau et al., 2009a) nous a permis de proposer un nouvel observable susceptible de mieux appréhender un aléa (Shebalin et al., 2011). En parallèle, différents modèles numériques pourront servir à vérifier sous quelles conditions les séquences observées peuvent se produire. En fonction de la reproductibilité de ces séquences d'événements, ils sera alors possible d'étudier les statistiques des différents scénarios à court et long terme fournis par ces modèles, qu'ils soient discrets (Narteau, 2007), continus ou sur la base de dynamique moléculaire (Hatano et al., 2011). Cette triple démarche mêlant observation, modèle et prédictabilité illustre à mon avis parfaitement les résultats qu'il est possible d'attendre de la science des systèmes complexes dans les domaines traditionnels des sciences de la Terre.

Bibliographie

- Ashby, R., *An Introduction to Cybernetics*, Chapman & Hall, London, 1956.
- Bak, P., Tang, C., et Wiesenfeld, K., Self-organised criticality, *Phys. Rev. A*, 38, 364–374, 1988.
- Bénard, H., Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide, *Revue Gnrale des Sciences*, 11, 1261–1271, 1900.
- Bonneau, E., Dorigo, M., et Théraulaz, G., *Swarm intelligence : form natural to artificial systems*, Oxford University Press, 1999.
- Brown, R., A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August, 1827, on the particles contained in the pollen of plants ; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies, *Phil. Mag.*, 4, 161–173, 1828.
- Bruce, A. et Wallace, D., Critical point phenomena : Universal physics at large length scales, in *The New Physics*, édité par P. Davies, pp. 236–267, Cambridge Univ. Press, 1989.
- Chopard, B. et Droz, M., *Cellular automata modeling of physical systems*, Cambridge University Press, 1998.
- Dahmen, K., Ertas, D., et Ben-Zion, Y., Gutenberg-richter and characteristic earthquake behavior in a simple mean-field models of heterogeneous faults, *Phys. Rev. E*, 58, 1494–1501, 1998.
- Davaille, A. et Jaupart, C., Transient high-Rayleigh-number thermal convection with large viscosity variations, *J. Fluid Mech.*, 253, 141–166, 1993.
- Descartes, R., *Discours de la Méthode pour bien conduire sa raison et chercher la vérité dans les sciences*, La Haye, 1637.
- Drossel, B. et Schwalb, F., Formation of space-time structure in a forest-fire model, *Physica*, A204, 212–229, 1994.
- Hatano, T., Narteau, C., et Shebalin, P., Common dependence on stress for the statistics of granular avalanches and earthquakes, *Arxiv preprint arXiv :1110.1777*, 2011.
- Hénon, M., A two-dimensional mapping with a strange attractor, *Comm. Math. Phys.*, 50, 69–76, 1976.
- Holling, C., Resilience and stability of ecological systems, *Annu. Rev. Ecol. Syst.*, 4, 1–23, 1973.

- Le Châtelier, H., *Recherches expérimentales et théoriques sur les équilibres chimiques*, Dunod, 1888.
- Luhmann, N., *Social systems*, Stanford University Press, 1995.
- Main, I., Kwon, O., Ngwenya, B., et Elphick, S., Fault sealing during deformation band growth in porous sandstone, *Geology*, 28, 1131–1134, 2000.
- Main, I. G., Statistical physics, seismogenesis, and seismic hazard, *Rev. Geophys.*, 34, 433–462, 1996.
- Mandl, F., *Statistical Physics*, Wiley, 1988.
- Manneville, P., *Structures dissipatives, chaos et turbulence*, Aléa Saclay, 1991.
- May, R. M., Thresholds and breakpoints in ecosystems with a multiplicity of stable states, *Nature*, 269, 471–477, 1997.
- Narteau, C., Classification of seismic patterns in a hierarchical model of rupture : a new phase diagram for seismicity, *Geophys. Journ. Int.*, 168, 710–722, 2007.
- Narteau, C., Blanter, E. M., Le Mouël, J.-L., Shnirman, M. G., et Allègre, C. J., Reversal sequences in a multiple scale dynamo mechanism, *Phys. Earth Planet. Int.*, 120, 271–287, 2000a.
- Narteau, C., Shebalin, P., Holschneider, M., Le Mouël, J. L., et Allègre, C. J., Direct simulation of the stress redistribution in the scaling organization of fracture tectonics, *Geophys. J. Int.*, 141, 115–135, 2000b.
- Narteau, C., Shebalin, P., et Holschneider, M., Temporal limits of the power law aftershock decay rate, *J. Geophys. Res.*, 107, B122 359, doi :10.1029/2002JB001868, 2002.
- Narteau, C., Byrdina, S., Shebalin, P., et Schorlemmer, D., Common dependence on stress for the two fundamental laws of statistical seismology, *Nature*, 462, 642–645, 2009a.
- Narteau, C., Zhang, D., Rozier, O., et Claudin, P., Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bed forms, *J. Geophys. Res.*, 114, 2009b.
- Nicolis, G. et Prigogine, I., *Self-organization in nonequilibrium systems : from dissipative structures to order through fluctuations*, Wiley, London, 1977.
- Norbert, W., Cybernetics, *Scientific American*, 179, 14–19, 1948.
- Poincaré, H., *Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste*, Gauthier-Villars, 1892.
- Prigogine, I., *Introduction la thermodynamique des processus irréversibles*, Dunod, 1968.
- Scheffer, M., Carpenter, S., Foley, J., et Walker, B., Catastrophic shifts in ecosystems, *Nature*, 413, 591–596, 2001.
- Shebalin, P., Narteau, C., Holschneider, M., et Schorlemmer, D., Short-term earthquake forecasting using early aftershock statistics, *Bull. Seimol. Soc. Am.*, 101, 297–312, 2011.
- Sibson, R. H., Frictional constraints on thrusts, wrench and normal faults, *Nature*, 249, 542–544, 1974.

Stanley, H. E., *Introduction to phase transitions and critical phenomena*, Oxford University, 1971.

Thom, R., *Stabilité structurelle et morphogénèse*, Ediscience, Paris, 1972.

Turcotte, D. et Oxburgh, E., Finite amplitude convective cells and continental drift, *J. Fluid Mech.*, 28, 29–42, 1967.

Von Bertalanffy, L., The theory of open systems in physics and biology, *Science*, 111, 23–29, 1950.

Von Bertalanffy, L., *General system theory*, George Braziller, Inc., 1968.

Wolfram, S., *Theory and application of cellular automata*, World scientific, 1986.

CHAPITRE 2

Sur l'utilisation d'automates cellulaires de l'espace réel en géomorphologie

Les couches superficielles de l'écorce terrestre évoluent sous l'action simultanée de mécanismes de déformation crustale et de processus d'érosion, de transport et de sédimentation. Ces interactions entre la Terre solide et ses enveloppes fluides soulèvent de nouvelles problématiques impliquant l'évolution du climat et le rôle de l'homme au sein de son environnement. Dans cette perspective, mon activité de recherche en géomorphologie a pour objectif d'étudier les surfaces continentales en couplant savoir-faire théorique en modélisation et observations de terrain. Il s'agira notamment de développer des outils numériques qui permettront de paramétrer des observations faites au laboratoire et d'extrapoler les résultats expérimentaux à l'échelle des systèmes naturels. Ce chapitre se concentrera sur les avantages que représente l'utilisation d'automates cellulaires de l'espace réel en géomorphologie.

2.1 L'essor de la géomorphologie quantitative

A l'heure actuelle, la géomorphologie profite pleinement du développement des techniques de visualisation, de l'accumulation des données topographiques et des nouvelles méthodes de datation cosmogéniques et thermochronologiques. Ces données permettent d'appréhender la dynamique des surfaces continentales en terme de processus et donc de développer de nouvelles approches quantitatives notamment au travers d'un large gamme de modèles analytiques et numériques (Howard, 1998; Dietrich et al., 2003). La grande majorité de ces modèles utilise un formalisme mathématique se construisant autour d'un nombre restreint de lois d'évolution (Fig. 2.1). Au sens strict, une loi d'évolution est une formule mathématique dérivant de l'analyse de processus physiques ou de relations empiriques tirées des observations. Au sein des modèles numériques, ces lois prennent le plus souvent la forme d'une équation différentielle ou d'une équation aux dérivées partielles. Même s'il est possible d'y superposer des composantes aléatoires, on parlera de modèles déterministes parce que l'état du système à un instant donné caractérise entièrement, et de manière univoque, son évolution temporelle.

En géomorphologie, comme dans d'autres disciplines, les lois d'évolution restent très difficiles à valider à l'échelle d'un système naturel. Cette difficulté ne réside pas tant dans la base du formalisme (ex. principes de conservation) mais plutôt dans l'impossibilité d'introduire une description suffisamment fine de l'ensemble des processus et des structures qui gouvernent la dynamique des environnements planétaires. On doit donc travailler sur des approximations, en introduisant de manière arbitraire un nombre limité de relations de cause à effet et de comportements auto-similaires. Lorsque ces relations ne permettent plus de

décrire finement le phénomène, on fait appel à un autre formalisme que l'on superpose aux précédents. On combine ainsi de nombreux mécanismes qui interagissent au gré des expressions analytiques qui ont été choisies. Cette approche se justifie tout à fait si l'on pense un jour être capable de décrire proprement l'ensemble des processus qui sont responsables de la dynamique du système étudié. Il sera alors possible d'explorer l'espace des paramètres du modèle pour valider ou non les différentes lois qui ont été proposées. Sans être pessimiste, on réalise malheureusement très vite qu'à l'échelle d'un système naturel une telle approche est quasi-impossible à mettre en place.

Prenons un exemple afin d'illustrer ce propos et considérons une loi de transport de la forme

$$\frac{\partial h}{\partial t} = U - E - \nabla q_s \quad (2.1)$$

qui met en relation l'évolution du relief h , la surrection tectonique, U , les taux d'incision E de la roche mère et les variations du flux de sédiment q_s . Incontournable et indiscutable d'un point de vue théorique, cette équation requiert cependant d'être couplée avec d'autres lois qui déterminent localement U , E et q_s . C'est à ce niveau que les choses se compliquent car il est souvent impossible de trouver des expressions valides sur l'ensemble du domaine étudié. Par exemple, pour caractériser l'ensemble des flux sur un bassin versant, il est souvent nécessaire de distinguer les zones dans lesquelles le transport est limité par l'érosion de la roche mère ("*detachment limited*") des zones dans lesquelles le transport est limité par l'écoulement ("*transport limited*"). La solution qui est adoptée de manière systématique est donc d'identifier en fonction de la topographie et des hétérogénéités structurales toute la diversité des modes de transport (Howard, 1980; Whipple et Tucker, 2002). En associant à chacun de ces modes de transport une loi ayant une dépendance paramétrique vis-à-vis des autres variables de contrôle (c.-à-d. pente, flux d'eau, aire drainée etc ...), on dispose d'un arsenal théorique à partir duquel on pourra essayer de quantifier l'ensemble de la dynamique du système. Cependant, les domaines spatio-temporels dans lesquels s'appliquent ces relations sont très difficile à manipuler surtout s'il existe des lois à seuil qui, pour les mêmes variables de contrôle, dépendent énormément des hétérogénéités locales et de la manière dont elles s'organisent.

Explorer la diversité des lois d'évolution est donc un sujet de recherche à part entière. Plutôt que de nous lancer dans cet exercice, nous préférons reprendre le travail de synthèse de Dietrich et Perron (2006). La Fig. 2.1 montre un tableau récapitulatif qui a l'avantage de mettre l'accent sur la sensibilité des lois de transport à la présence de vie animale ou végétale, une dépendance qui ajoute un niveau de complexité que nous n'aborderons pas dans ce chapitre. En oubliant donc volontairement cet aspect, on se rend cependant déjà compte de la multitude des processus et des lois qu'il faudra injecter dans un modèle numérique de dynamique des paysages :

- la formation des sols à partir d'une roche superficielle (c.-à-d. l'altération).
- les écoulements gravitaires (ex. avalanches de débris).
- les écoulements souterrains et de surface.
- le transport de masse dans les bassins versants.
- l'incision fluviale ou glaciaire.

L'approche directe consistant à coupler l'ensemble de ces mécanismes est donc particulièrement ambitieuse. C'est d'autant plus vrai que tous ces mécanismes continuent d'être séparément l'objet de recherches approfondies qui aboutiront, à n'en pas douter, à de nouvelles descriptions mathématiques de plus en plus élégantes. Ils constituent donc individuellement de réels défis scientifiques qui me paraissent difficiles, pour ne pas dire impossibles à relever de manière simultanée.



Build your landscape ↙ ↗ Build your car

Process	Geomorphic transport law, GTL*	Abiotic mechanisms	Biotic mechanisms
Soil production rate	$P = P_0 e^{-\alpha h}$ (ref. 21); other expressions proposed in refs 67-69	Salt and freeze-thaw weathering, atmospheric dust input, mineral alteration leading to loss of physical strength	Animal burrowing, root growth and tree throw; microbially mediated geochemical reactions; P_0 (through weathering) and α depend on biota
Slope-dependent downslope movement (creep)	$q_s = -K \nabla z$ (refs 70, 28); $q_s = \frac{-K_{th} \nabla z}{1 - (K_{th}/S_c)^2}$ (ref. 27); see ref. 20 for equations explicitly including biogenic mechanisms	Wetting and drying, freezing and thawing ^{69,71} , shear flow	Animal burrowing and tree throw that cause dilational disturbance; both K_{th} and S_c depend on biota
Landsliding	None available, but important starts for earthflows ⁷² , deep-seated landslides ⁷³ and landslide dynamics ⁷⁴	Stress exceeds material strength owing to earthquakes, elevated pore pressures derived from precipitation or from undermining of toe; released sediment travels downslope	Roots add strength and vegetation canopy reduces peak rainfall intensity (especially important in colluvial soil failures); evapotranspiration may reduce water levels in potential deep-seated landslides; vegetation may affect travel distance
Surface wash and splash (Horton mechanisms)	Many short-term empirical and mechanistic expressions ¹ , but no GTL available	Rainsplash and overland flow displace and remove particles; rill and gully incision	Strongly affects all aspects of runoff and erosion processes
River incision into bedrock	$E = k_b A^m S^n$ (refs 17,19, 29); $E = k_1 \frac{q_{sp}}{(T-1)^{1/2}} - k_2 \frac{q_{sp}^2}{D^{3/2}(T-1)^2}$ (ref. 33)	Plucking and particle wear due to river flow and sediment transport	Indirect effect through influence on sediment grain size and bank strength (which affects channel width); large woody debris may hold sediment and retard incision rate
Debris flow incision into bedrock	$E = k_d f \left[\rho_s D^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^a L_s \right]^p$ (ref. 75)	Particle impact and sliding wear of bedrock during mass transport	Large woody debris may halt debris flow movement, or enhance erosion
Glacial scour	$E = c U_b$ (ref. 76); more mechanistic expressions proposed ⁷⁷	Sediment-rich basal sliding wears bedrock	No apparent influence
Wind transport and scour	Extensive theory for sediment transport by wind ⁷⁸⁻⁸⁰ , some theory for rock abrasion ⁸¹	Abrasion by wind-suspended particles	Biotic ground cover eliminates process ⁸²

Details about each process and transport law can be found in the cited references. See ref. 17 for a discussion of GTLs. Note that none of the proposed GTLs define terms that are specific to biotic mechanisms.
 * Approximate definitions of terms (see cited references for details): P , soil production rate from bedrock (contributes to E in equation (1)); P_0 , soil production from exposed rock; h , soil thickness; α , constant; q_s , volumetric sediment transport rate per unit width; K , constant; z , elevation; K_{th} , constant; S_c , threshold slope at which transport rate becomes infinite; E , incision rate into bedrock; k_b , constant that may depend on uplift rate and rock strength; A , drainage area; S , local slope; m, n , constants; k_1 , constant that depends on bedrock strength; k_2 , constant that depends on bedrock strength and force needed to initiate sediment transport; q_{sp} , bedload supply; T , ratio of shear stress to critical shear stress for initial motion; D , representative grain diameter; k_d , constant that depends on bedrock properties; f , frequency of debris flows; ρ_s , bulk density of debris flow; u , debris flow velocity as a function of distance y above the bed; L_s , length of debris flow 'snout'; a, p , constants; U_b , basal ice velocity; and c , constant.

FIGURE 2.1: La panoplie des lois de transport en géomorphologie d'après Dietrich et Perron (2006) : si tous ces processus peuvent fonctionner ensemble pour façonner les reliefs, leur organisation devra suivre un schéma très précis qui aura comme conséquence de rendre fragile l'intégralité du système. Nous illustrons cela par les pièces détachée d'un véhicule à moteur. L'alternative que nous proposons est de développer des automates cellulaires de l'espace réel (voir texte).

A ce point, deux questions me semblent essentielles :

1. *l'évolution dynamique des paysages résulte-t-elle directement du caractère déterministe des lois d'évolution ?*

Non, le détail des lois importe peu, seule la combinaison d'une série de processus élémentaires est à prendre en compte. Contraindre ces processus élémentaire par des lois revient à limiter les flux d'informations au sein du système et donc à confiner les mécanismes d'émergence aux limites du formalisme mathématique utilisé.

2. *Pourquoi l'ensemble des modèles converge-t-il systématiquement vers différentes classes de résultats ?*

Les modèles de dynamique de paysages aboutissent tous à des résultats satisfaisants car, heureusement, pour une gamme de processus donnée, il n'existe pas une infinité de solutions statistiquement stationnaires. Par exemple, le caractère diffusif de la dynamique des paysages n'est plus à démontrer. Pour autant, il ne permet pas d'avoir accès à la dynamique du système à des échelles spatiales de plus en plus fines. La question n'est donc pas de savoir s'il est possible de reproduire tel ou tel comportement macroscopique, mais plutôt d'essayer de développer des outils quantitatifs qui permettent de reproduire sans a priori le jeu des interactions hautement non-linéaires entre des processus physiques de différentes natures.

Sur ce constat, tout au long de mon travail, j'essaie de contourner les obstacles de la modélisation par décomposition (voir Chap. 1). La solution que j'ai adoptée consiste à développer des approches numériques discrètes utilisant des processus stochastiques élémentaires. En négligeant les processus physiques de petite échelle, les automates cellulaires permettent en effet de reproduire plus finement la richesse des comportements de grandes échelles fortement non-linéaires.

Ce travail s'inspire des études menées par Murray et Paola (1994) sur les rivières en tresses, par Werner (1995) sur la dynamique du transport sédimentaire sur des lits érodables et par Crave et Davy (2001) sur les bassins versants. Cependant, à la différence de ces études, nous limitons au maximum le nombre de lois déterministes au sein de nos simulations numériques. A la différence de Rodriguez-Iturbe et Rinaldo (1997), nous n'utiliserons pas non plus de méthodes purement géométriques car, souvent, elles ne permettent pas d'injecter au sein de modèles les échelles de temps et d'espace qui les caractérisent. En pratique, nous n'étudierons que des automates cellulaires très basiques et nous nous concentrerons exclusivement sur des schémas d'interaction entre des cellules voisines au cours du temps. Cela constitue, à mon avis, le meilleur outil pour, non seulement reproduire, mais aussi isoler les mécanismes d'émergence qui s'expriment en permanence au sein des systèmes naturels. En réalité, une telle justification peut même apparaître secondaire si, comme nous le montrerons par la suite, ces modèles sont capables de reproduire une gamme de comportements encore inaccessibles aux modèles continus.

2.2 Des automates cellulaires de l'espace réel

Les automates cellulaires sont des modèles discrets dans l'espace et/ou le temps (Wolfram, 1986; Chopard et Droz, 1998). Ils consistent à établir des règles simples à l'échelle de la cellule élémentaire et à les répéter jusqu'à ce que, potentiellement, le jeu des interactions

entre les cellules produise de lui-même des structures cohérentes ou des formes organisées à l'échelle macroscopique. Cette dynamique interne n'est pas régie par des lois d'évolution globale, elle résulte simplement des multiples combinaisons entre des comportements individuels d'une extrême sobriété. Pour cette raison, on parle souvent de schémas d'interaction pour décrire l'ensemble de la dynamique du système.

Je me concentre sur cette propriété pour développer une classe très primitive de modèles : les automates cellulaires de l'espace réel.

Le principe de base des automates cellulaires de l'espace réel est de remplacer les variables physiques continues par une variable d'état discrète représentant les différentes phases d'un système naturel. Ainsi, en chaque point de l'espace de notre modèle nous n'aurons pas une gamme de variables physiques comme c'est systématiquement le cas des modèles traditionnels, qu'ils soient continus ou développés sous la forme d'automate cellulaire. Au contraire, nous n'aurons qu'une seule variable représentant localement l'état du système (Fig. 2.2). J'y vois deux avantages :

1. Nous n'utilisons que des interactions de voisinage direct entre des cellules d'états différents pour caractériser l'évolution du système. Ainsi, nous ne confinerons pas les mécanismes d'émergence aux limites d'application d'une série de lois arbitraires. Par contre, la multitude des configurations locales autorisera une très large gamme de comportements.
2. Par moyennage dans l'espace et dans le temps, il sera possible de définir toute la variété des variables physiques que requièrent les modèles continus. En les étudiant, on pourra donc identifier différentes lois qui sont traditionnellement injectées de manière arbitraire au sein des modèles. Ces variables physiques pourront s'exprimer en fonction des échelles élémentaires de l'automate cellulaire, mais aussi en fonction des échelles naturelles du problème. Dès lors, il sera possible de redimensionner le système en fonction d'un certain nombre de quantités physiques et d'en reconnaître l'expression au sein des modèles.

Toute la dynamique des automates cellulaires de l'espace réel que nous avons développé se construit autour d'un processus stochastique stationnaire ou chaîne de Markov. Les propriétés statistiques de ce type de système sont entièrement contrôlées par des probabilités de transition par unité de temps. Nous parlerons par la suite de taux de transition ayant la dimension d'une fréquence. Dans le détail, seules les cellules ayant un côté en commun avec au moins une autre cellule peuvent changer d'état. Sur une maille cubique, cela revient donc à étudier six doublets pour chaque cellule et pour toutes les combinaisons de cellules (Fig. 2.2). L'algorithme que nous utilisons est décrit avec une grande précision dans l'appendix B de Narreau et al. (2009). Il est important de noter que les taux de transition associés à chaque jeu de transitions nous permettent d'introduire le temps caractéristique de ce processus physique comme une variable du modèle. D'autre part, parce que ces fréquences s'expriment sur des doublets dont la taille est très précisément définie, l'ensemble des échelles de temps et d'espace du modèle peuvent s'exprimer a posteriori en fonction de la longueur élémentaire l_0 et d'un temps caractéristique que nous noterons τ (Tab. 2.10).

Rappelons que la principale particularité d'une chaîne de Markov est l'absence de mémoire. L'évolution du système durant un intervalle de temps infinitésimal $[t, t+\delta t]$ ne dépend donc que de sa configuration globale à un instant t . Parce que nous n'utilisons que des probabilités de transition élémentaire sur la base de processus stochastiques, les modèles que nous utilisons sont donc purement aléatoires. Bien entendu, comme nous le montrerons par la suite, ceci ne signifie pas qu'ils ne peuvent pas produire des structures spatio-temporelles très organisées sur de plus grandes échelles de temps et d'espace.

Sur le principe, il est possible d'analyser une chaîne de Markov de manière analytique en l'écrivant sous forme matricielle (Zhang, 1997). On peut alors en déduire les états d'équilibre à partir des valeurs propres de la matrice de transition. Cependant, si ces informations sont utiles pour des systèmes d'une grande sobriété, il s'avère vite inefficace si d'autres couplages dynamiques se superposent au système Markovien. C'est malheureusement souvent le cas en géomorphologie ou la notion de seuils (ex. seuil de talus, seuil de mise en mouvement) et le rôle des écoulements doivent être pris en compte. Pour cette raison, tout en gardant à l'esprit les solutions analytiques de systèmes plus rudimentaires, nous nous reposerons le plus souvent directement sur des méthodes de résolution numérique.

D'un point de vue théorique, il n'existe pas réellement de limite d'applicabilité pour les automates cellulaires de l'espace réel. En effet, ces représentations de l'espace physique permettent aussi de mettre en oeuvre des techniques d'analyse multi-échelles (Wilson et Kogut, 1974) grâce auxquelles il est possible de prendre en compte des mécanismes qui nécessitent de plus grandes longueurs d'interaction (ex. élasticité, champs de potentiels). En géomorphologie, il n'est pas nécessaire de recourir à de telles méthodes et l'ensemble des modèles qui sont en cours de développement ne font appel qu'à des relations de voisinage direct.

Le domaine sur lequel je me suis le plus investi ces dernières années est la dynamique des lits sédimentaires. Ce travail a fait l'objet de deux publications qui montrent de quelles manières il a été possible de

1. quantifier les échelles de temps et d'espace au sein du modèle à partir d'une analyse de stabilité linéaire (Narteau et al., 2009) et
2. se servir des prédictions du modèle et des propriétés morphologiques des dunes pour estimer les flux de sédiments (Zhang et al., 2010).

En me projetant vers de nouvelles activités de recherche, je n'évoquerai dans ce chapitre qu'un nouveau modèle de dynamique des paysages. Cependant, les différents outils qui ont été développés pour la dynamique des lits sédimentaires pourront être directement utilisés par ce nouveau modèle. C'est tout l'intérêt de notre programme modulaire. Par exemple, le gaz sur réseau pourrait servir à reproduire un écoulement turbulent au dessus d'une topographie et les taux de cisaillement pourraient permettre de localiser l'érosion dans les zones plus sujettes aux précipitations. En attendant, l'étude de la dynamique des surfaces continentales demande aussi de développer de nouvelles procédures numériques qui permettront notamment de mieux tenir compte des processus d'altération et d'érosion des roches dans des contextes tectoniques actifs.

2.3 Un modèle de dynamique des paysages

Dans les automates cellulaires de l'espace réel, les états représentent les différentes phases de la matière qui participent à la dynamique du système étudié. Pour l'étude de la dynamique des surfaces continentales, il est nécessaire d'introduire au moins trois états (voir Fig. 2.3) :

1. l'état **sol**, représente un milieu solide stable (versants, lits de rivières). La topographie sera délimitée par ces éléments solides. On ne distingue pas à l'heure actuelle les roches des sols.
2. l'état **atmosphère**, représente une phase liquide ou gazeuse ne transportant pas de matière. C'est typiquement la couche limite turbulente de l'atmosphère et ses précipitations.

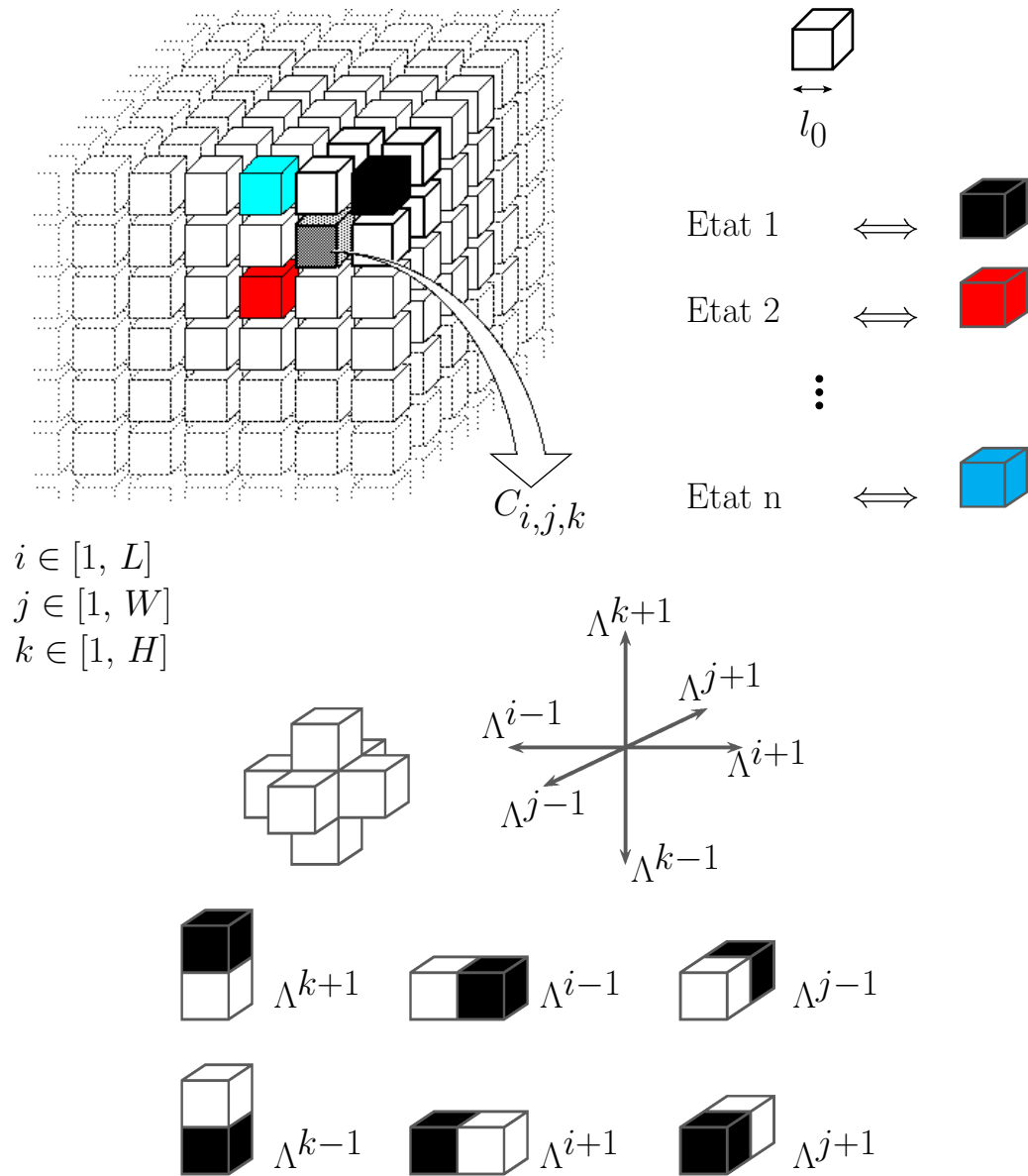


FIGURE 2.2: **Un maillage cubique de l'espace réel à l'échelle élémentaire de l'automate cellulaire.** Chaque cellule $C_{i,j,k}$ peut être dans un nombre fini d'états représentant les différentes phases de l'espace réel du système étudié. Dans un système de taille finie ($i \in [1, L]$, $j \in [1, W]$, $k \in [1, H]$) chaque cellule interagit avec ses six premiers voisins et, dans le modèle, seules des transitions de doublet seront prises en compte. Chaque transition se voit associer un temps caractéristique prenant la forme d'une probabilité par unité de temps Λ . Ces taux de transitions dépendent bien entendu du type des doublets mais aussi de leurs orientations.

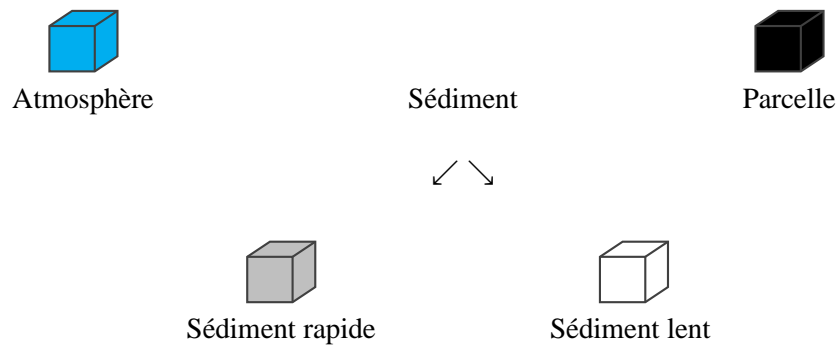


FIGURE 2.3: Les différents états du modèle de dynamique des paysages.

3. l'état **sédiment**, représente une phase liquide chargée de grains et de matière en suspension. Le transport de masse sera mesuré au travers du déplacement des éléments sédiment. Nous décomposons cet état en deux sous-états afin de prendre en compte la pente dans le transport de masse.
 - 3a. l'état **sédiment lent** est une phase à faible capacité de transport. Toute cellule de sédiment qui apparaît est dans cet état. L'érosion et la déposition sont essentiellement associées à des cellules lente.
 - 3b. l'état **sédiment rapide** est une phase à forte capacité de transport. Toute cellule lente opérant un transport vertical devient rapide. Toute cellule rapide opérant un transport horizontal a une certaine probabilité par unité de temps de devenir lente.

Etant donné que nous ne considérons que des interactions entre plus proches voisins sous la forme de doublets, chaque paire de cellules peut être associée à un processus physique particulier. En prenant en compte l'orientation des doublets, chacun de ces processus sera donc décrit par un jeu de transitions et surtout par un taux de transition qui permet d'injecter la physique de petite échelle sous la forme d'une fréquence caractéristique. Les transitions n'auront individuellement aucune signification car un automate cellulaire ne cherche pas à être une représentation exacte de la nature. Il s'agit plus de reproduire de manière discrète et schématique l'état d'un système à une échelle donnée. Afin de reproduire fidèlement le processus physique auquel elles se rattachent, les transitions se doivent donc d'être considérées de manière globale et simultanée sous la forme d'un moyennage spatio-temporel. La Fig. 2.4 montre sous la forme d'un organigramme les différents processus physiques qui sont pris en compte en fonction des différentes configurations de doublets. De la Fig. 2.5 à la Fig. 2.9 nous identifions pour chacun de ces processus toutes les transitions qui sont implémentées dans le modèle.

2.3.1 Ecoulements gravitaires

La densité du sol et des roches étant nettement supérieure à celle des autres phases présentes dans le modèle, la gravité est prise en compte via des mécanismes de chute libre (Fig. 2.5a) et d'avalanche (Fig. 2.5b).

Tout d'abord, les cellules plus denses peuvent chuter lorsqu'elles se retrouvent au dessus de cellules moins denses. Nous considérons donc un jeu de transitions totalement anisotrope qui ne prend en compte qu'une orientation verticale pour les différents types de doublets concernés (Fig. 2.5a).

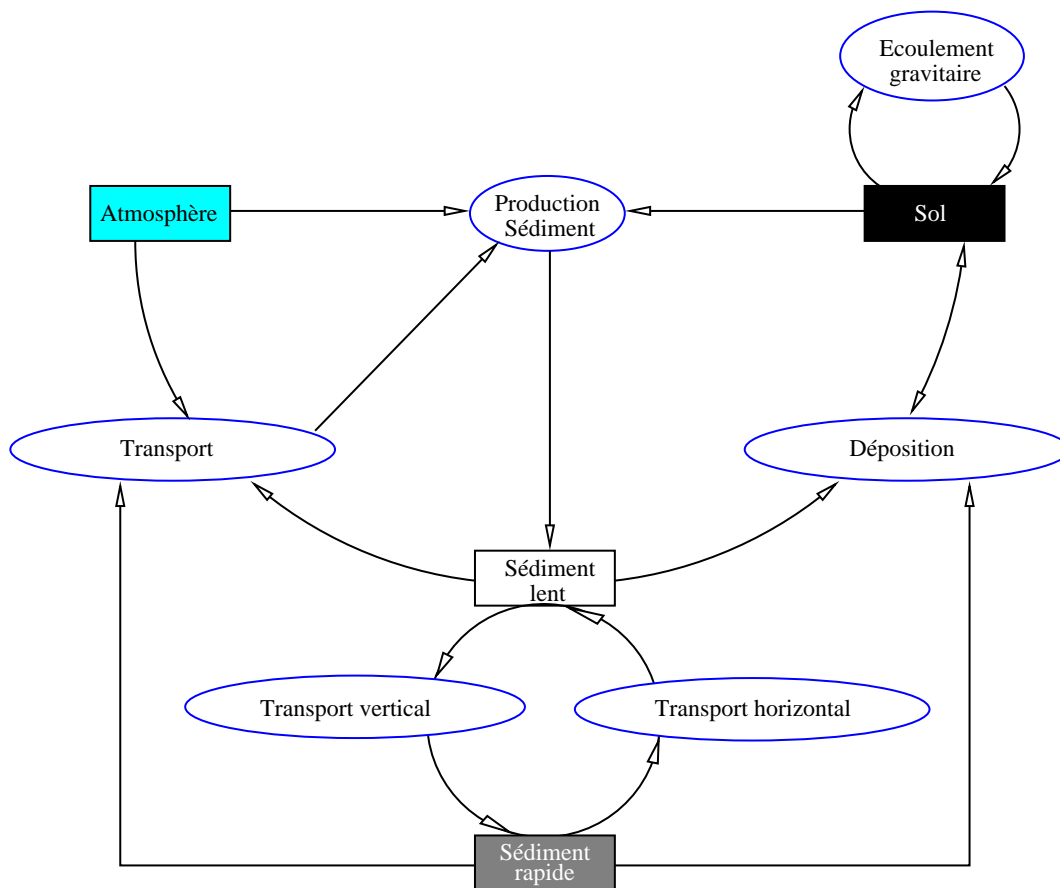


FIGURE 2.4: **Organigramme du modèle de dynamique des paysages.** Ce modèle est un automate cellulaire de l'espace réel n'utilisant que des interactions de premiers voisins sur un maillage cubique. Les rectangles sont associés aux différents états de nos cellules (Fig. 2.3). Entre deux états, les ellipsoïdes sont associées aux différents processus physiques qui sont injectés dans le modèle par le biais des transitions de doublets.

D'autre part, afin d'injecter des instabilités gravitaires de longue portée dans le modèle (Puhl, 1992), nous utilisons un angle de talus et un mécanisme d'avalanche discret popularisé par Bak (1997) sous la forme d'un automate cellulaire de tas de sable (Fig. 2.5b). En pratique, la différence de hauteur entre deux colonnes voisines ne peut pas être supérieure à un seuil d'avalanche fixé sous la forme d'un nombre de cellules n_a . Si tel est le cas, des cellules de la plus haute colonne sont redistribuées dans les colonnes voisines. Cette redistribution induit de nouvelles différences de hauteur qui, si elles sont de nouveau supérieures au seuil, peuvent propager l'instabilité sur de très longues distances. Pour ce qu'il convient d'appeler un événement, la Fig. 2.5b montrent comment, de proche en proche, peut se propager cette instabilité. Étudiée dans des systèmes de grande taille soumis à un mécanisme de chargement externe, la statistique des événements produits par ce type de modèle est à l'origine du concept de criticalité auto-organisée (Bak et Tang, 1989).

2.3.2 Erosion

Au contact des précipitations et de l'humidité présente dans l'atmosphère, les roches subissent une altération physico-chimique à l'origine de la formation des sols. En parallèle, ces sols subissent l'action mécanique de la pluie, des écoulements de subsurface et du ruis-

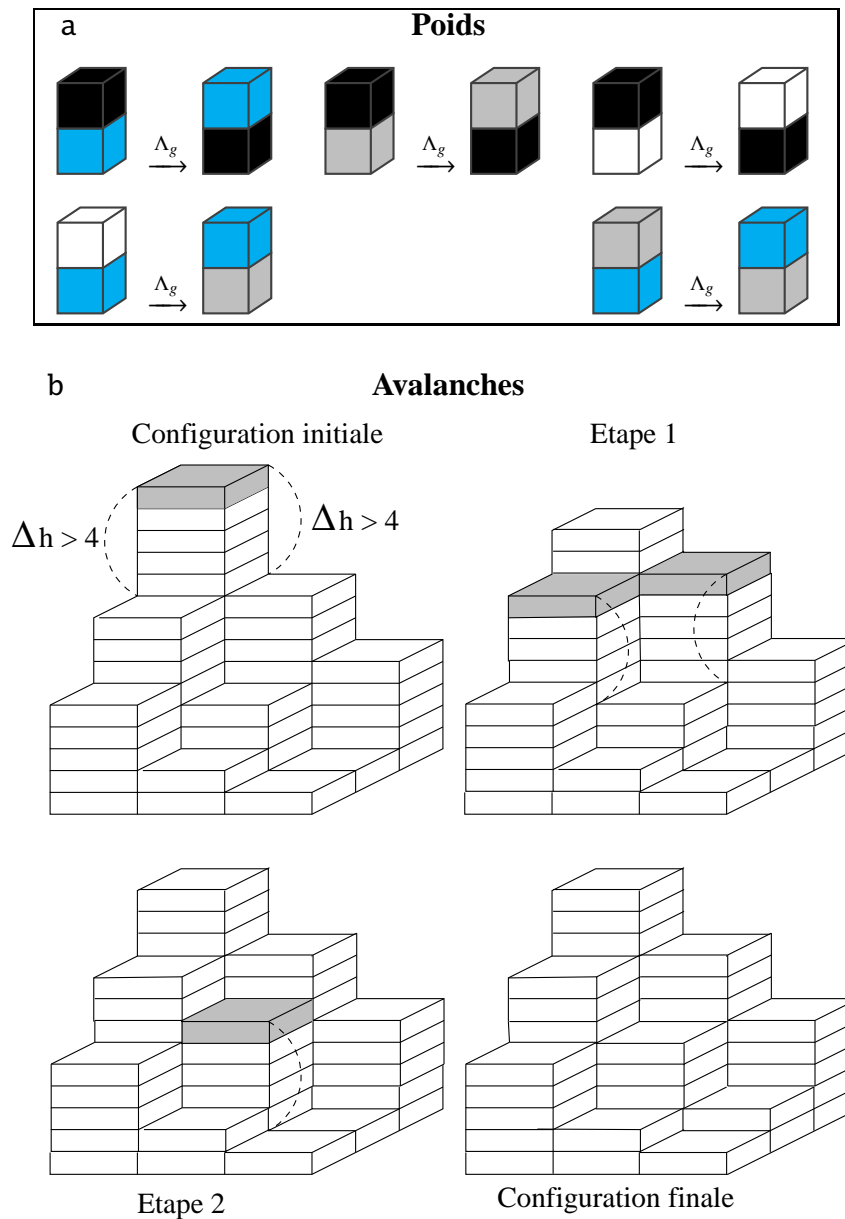


FIGURE 2.5: **Écoulements gravitaires au sein du modèle de dynamique des paysages.** (a) Transitions prenant en compte la densité relative de chaque état. Le déplacement vertical des cellules de sédiment est associé à une transition de l'état lent vers l'état rapide afin de prendre en compte la pente dans le transport de sédiment. On augmente ainsi les flux de matière en augmentant la vitesse des cellules mais en conservant le même nombre de cellules de sédiment. (b) Le mécanisme de l'avalanche est un modèle de tas de sable (Bak et Tang, 1989). Nous considérons ici un seuil d'avalanche égal à la hauteur de 4 cellules ($n_a = 4$). Si la différence de hauteur devient supérieure à ce seuil, une cellule de la colonne la plus haute est aléatoirement redistribuée sur une colonne voisine (Etape 1). Cette perturbation peut induire des différences de hauteur supérieures au seuil et donc initier toute une série de chutes (Etape 2) jusqu'à ce que l'on atteigne une position d'équilibre. L'événement a une amplitude proportionnelle au nombre total de chutes. Pour des systèmes de grande dimension soumis à un chargement, la distribution en taille des événements suit une loi d'échelle.

sellement. Je considère que ces différents processus sont à l'origine d'une phase liquide chargée de grains et de matière en suspension. Au sein du modèle, ce sont les interactions entre des cellules de sol et des cellules d'atmosphère qui permettent de prendre en compte ces phénomènes. En pratique, je considère qu'une cellule de sol en contact avec une cellule d'atmosphère produira $n \geq 2$ cellules de sédiment. A partir d'un doublet sol-atmosphère, il faudra donc produire n cellules de sédiments. Ceci n'est réalisable que de manière statistique en utilisant un couplage entre les taux de transition d'au moins deux transitions de doublet. La Fig. 2.6a montre les deux transitions que nous utilisons pour chaque type de doublet sol-atmosphère.

Afin de bien comprendre de quelle manière nous déterminons les valeurs des taux de transitions de chaque paire de transitions d'érosion et de dépôt et pourquoi celles-ci garantissent la conservation de la masse de manière statistique, il est utile de calculer

$$A(a; q) = \sum_{i=0}^{\infty} (a + i)q^i, \quad (2.2)$$

pour $a \in \mathbb{N}$, $i \in \mathbb{N}$ et $0 \leq q \leq 1$. Après développement et simplification, la somme devient

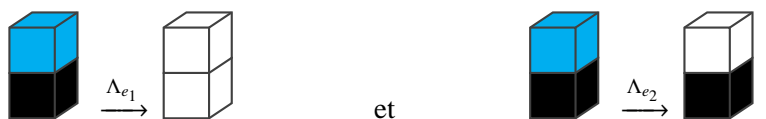
$$\begin{aligned} A(a; q) &= \sum_{i=0}^{\infty} aq^i + \sum_{i>0} iq^i \\ &= \frac{a}{1-q} + q \sum_{i=1}^{\infty} iq^{i-1} \\ &= \frac{a}{1-q} + q \left(\sum_{i=1}^{\infty} q^i \right)' \\ &= \frac{a}{1-q} + q \left(\frac{1}{1-q} \right)' \\ &= \frac{a}{1-q} + \frac{q}{(1-q)^2}, \end{aligned}$$

et nous avons

$$A(1; q) = \frac{1}{(1-q)^2}, \quad (2.3)$$

$$A(2; q) = \frac{2-q}{(1-q)^2}. \quad (2.4)$$

Considérons un doublet susceptible d'opérer une transition d'érosion et les deux transitions qui lui sont associées,



Dans ce cas, mais aussi pour tous les autres types de doublets susceptibles d'opérer une transition d'érosion, Λ_{e1} et Λ_{e2} sont les deux taux de transitions qui garantissent que, statistiquement, une cellule de sol produit n cellules de sédiment. Soit P_e et Q_e les probabilités

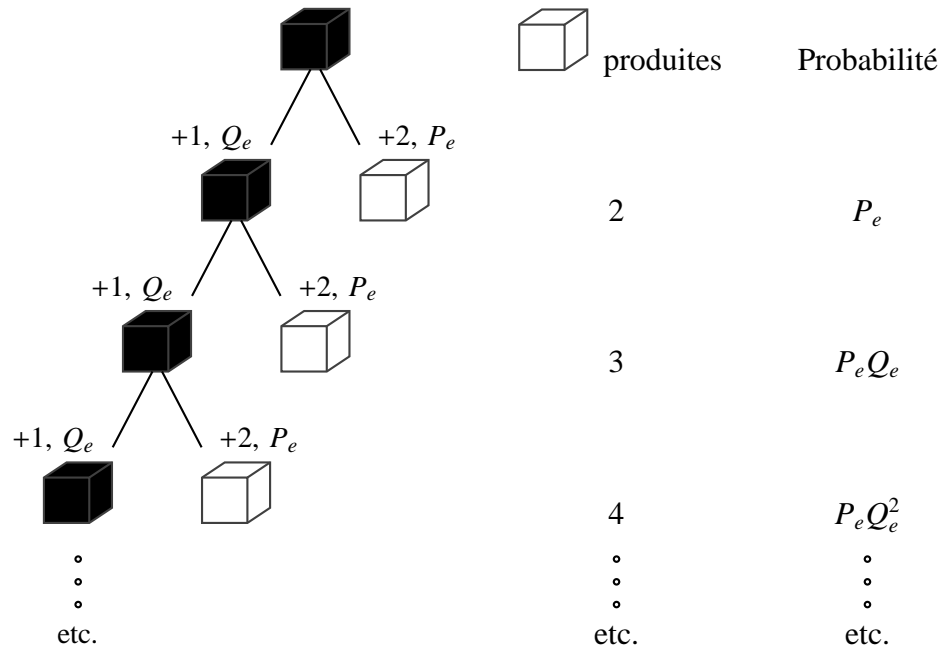
relatives que l'une ou l'autre de ces deux transitions se produisent. Elles s'écrivent

$$P_e = \frac{\Lambda_{e_1}}{\Lambda_{e_1} + \Lambda_{e_2}} \quad \text{et} \quad Q_e = \frac{\Lambda_{e_2}}{\Lambda_{e_1} + \Lambda_{e_2}} \quad (2.5)$$

avec

$$P_e + Q_e = 1.$$

Grâce à un arbre de probabilité retraçant le devenir d'une cellule de sol en fonction des deux transitions d'érosion, on peut dénombrer le nombre moyen de cellules de sédiment qu'elle est capable de produire :



Ce nombre s'écrit

$$n = 2P_e + 3P_e Q_e + 4P_e Q_e^2 + 5P_e Q_e^3 + \dots$$

En injectant les Eqs. 2.2 et 2.4, on peut simplifier l'expression de n et montrer que

$$\begin{aligned} n &= P_e \sum_{i=0}^{\infty} (2+i) Q_e^i \\ &= P_e A(2; Q_e) \\ &= \frac{P_e(2 - Q_e)}{(1 - Q_e)^2}. \end{aligned}$$

En remplaçant P_e et Q_e par leurs expressions (Eq. 2.5), on obtient

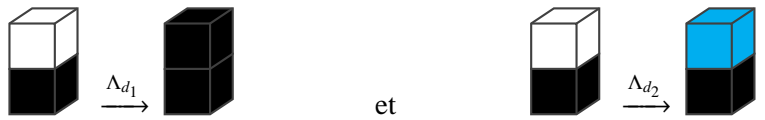
$$\Lambda_{e_2} = \Lambda_{e_1}(n - 2).$$

Dès lors, si $1/\Lambda_e$ est le temps caractéristique des processus d'érosion, cette relation nous permet d'obtenir l'ensemble des taux de transition qui sont utilisés pour les transitions d'érosion dans le modèle (Fig. 2.6a).

2.3.3 Déposition

Les grains et la matière en suspension présents dans la phase liquide ont tendance à se déposer et à se solidifier (Fig. 2.6b). A terme, cette déposition permet d'initier les processus de sédimentation. Au sein du modèle, ce sont les interactions entre des cellules de sédiment et les cellules de sol qui permettent de prendre en compte ce phénomène de dépôt. Par symétrie par rapport aux processus d'érosion, nous considérons que $n \geq 2$ cellules de sédiment en contact avec des cellules de sol produiront une nouvelle cellule de sol. Par conséquent, une cellule de sol ne se formera qu'à partir de n doublets sol-sédiment. Ceci n'est réalisable que de manière statistique en utilisant un couplage entre les taux de transition d'au moins deux transitions de doublets. La Fig. 2.6b montre les deux transitions que nous utilisons pour chaque type de doublet sol-sédiment.

Une fois de plus, afin de bien comprendre les relations entre les taux de transitions et pourquoi la conservation de la masse est garantie de manière statistique, considérons maintenant un type de doublet susceptible d'opérer une transition de déposition et les deux transitions qui lui sont associées :



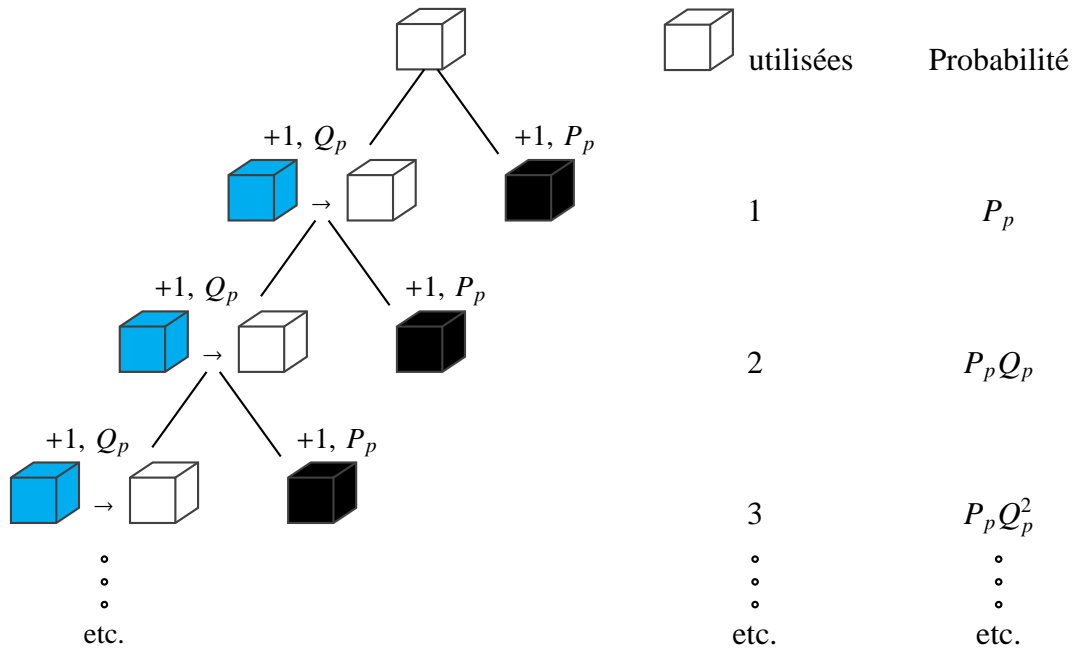
Λ_{d1} et Λ_{d2} sont deux taux de transitions dont les valeurs sont dépendantes l'une de l'autre afin de garantir que statistiquement n cellules de sédiment produisent une cellule de sol. Soit P_d et Q_d les probabilités relatives que l'une ou l'autre de ces deux transitions se produisent. Elles s'écrivent

$$P_d = \frac{\Lambda_{d1}}{\Lambda_{d1} + \Lambda_{d2}} \quad \text{et} \quad Q_d = \frac{\Lambda_{d2}}{\Lambda_{d1} + \Lambda_{d2}} \quad (2.6)$$

avec

$$P_d + Q_d = 1.$$

Grâce à un arbre de probabilité retraçant le devenir des cellules de sédiment en fonction des deux transitions de déposition, on peut dénombrer le nombre moyen de cellules de sédiment nécessaire à la production d'une cellule de sol :



Ce nombre s'écrit

$$n = P_d + 2P_d Q_d + 3P_d Q_d^2 + 4P_d Q_d^3 + \dots$$

En injectant les Eqs. 2.2 et 2.3, on peut simplifier l'expression de n et montrer que

$$\begin{aligned} n &= P_d \sum_{i=0}^{\infty} (1+i) Q_d^i \\ &= P_d A(1; Q_d) \\ &= \frac{P_d}{(1-Q_d)^2}. \end{aligned}$$

En remplaçant P_d et Q_d par leurs valeurs (Eq. 2.6), on obtient

$$\Lambda_{d_2} = \Lambda_{d_1} (n - 1).$$

Dès lors, si $1/\Lambda_d$ est le temps caractéristique des processus de déposition, cette relation nous permet d'obtenir l'ensemble des taux de transition qui sont utilisés pour les transitions de déposition dans le modèle (Fig. 2.6a).

2.3.4 Transport

Dans le modèle, un processus de diffusion autorise la phase liquide chargée de grains et de particules en suspension à se déplacer dans l'atmosphère. Techniquement, on introduit des permutations horizontales entre les cellules d'atmosphère et les cellules de sol (voir les transitions de transport dans les Figs. 2.8 et 2.9). Couplé avec les transitions de gravité qui sont elles, par définition, anisotropes, le processus de diffusion associé au transport garantit le déplacement dans la direction de la plus forte pente.

Dans les systèmes naturels, parce que la charge sédimentaire est extrêmement diluée, le transport de masse au sein de la phase liquide est associé à de très courtes échelles de temps, typiquement celles des écoulements dans les rivières. Ces échelles de temps sont

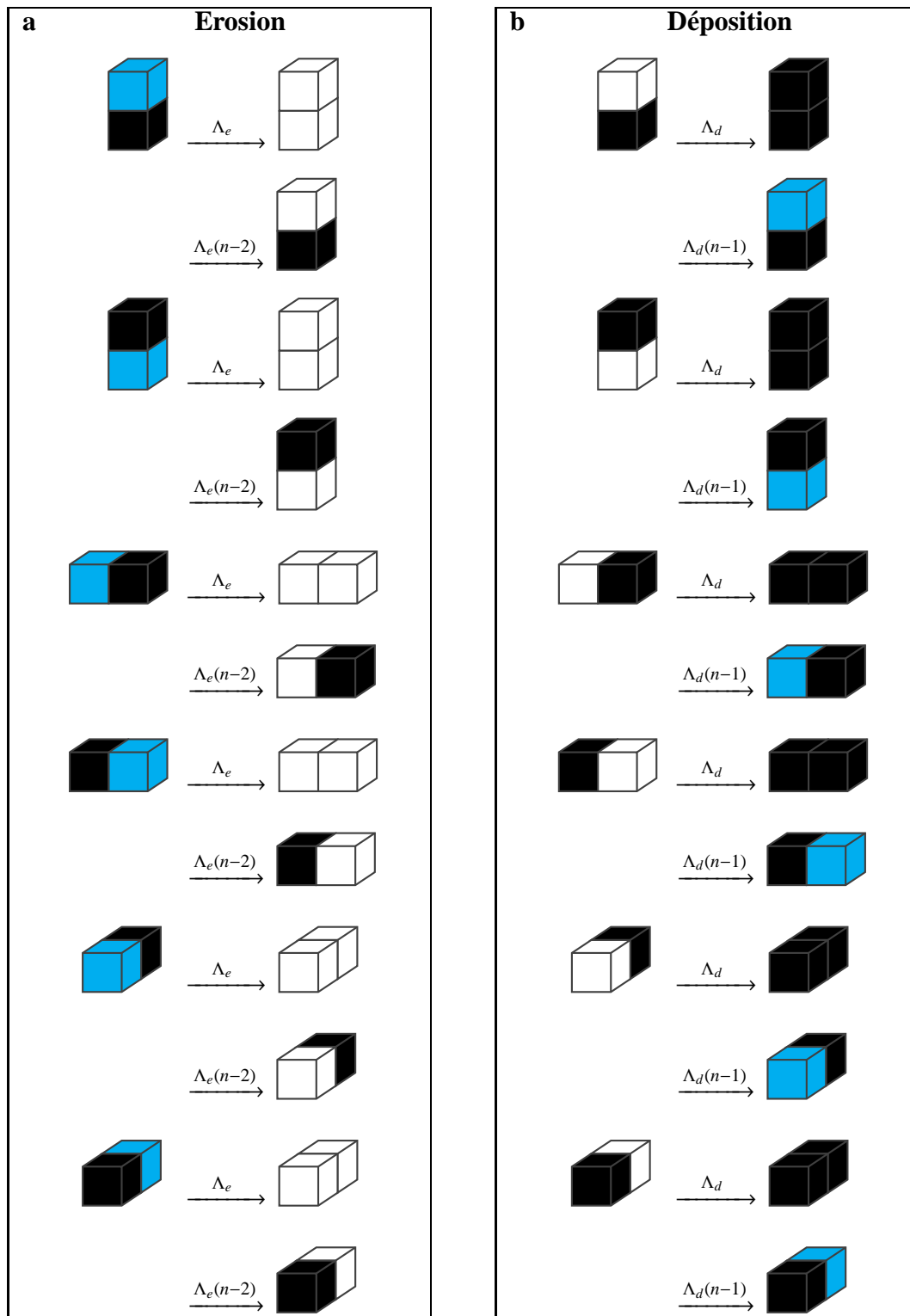


FIGURE 2.6: Transition d'érosion et de déposition au sein du modèle de dynamique des paysages. On note la symétrie de ces transitions qui s'exprime aussi au travers des coefficients $(n - 2)$ et $(n - 1)$. Ces coefficients permettent de manière statistique la conservation de la masse sous la condition qu'une cellule sol se transforme en n cellules de sédiment (c.-à-d. que la densité de matière diminue lors de la mise en mouvement du sédiment).

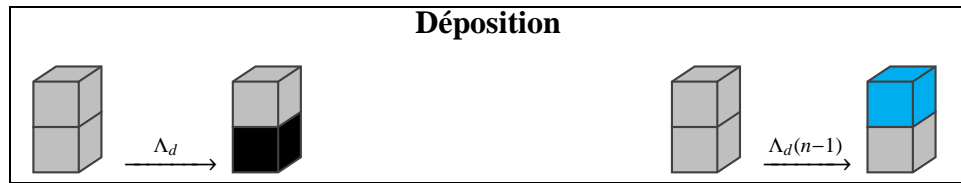
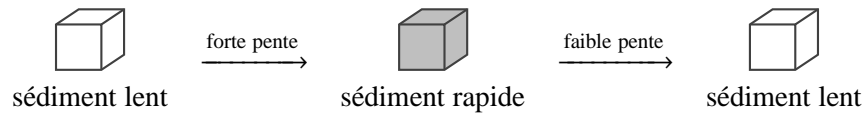


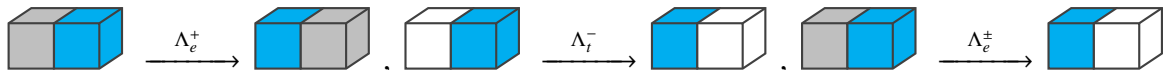
FIGURE 2.7: **Transition de déposition par ségrégation au sein du modèle de dynamique des paysages.** Ces transitions limitent l'épaisseur de la couche sédimentaire instable et prennent en compte les interactions entre particules au sein de la phase liquide.

plusieurs ordres de grandeur inférieures à celles des processus d'érosion et de dépôt. Il est donc impossible de les prendre en compte dans notre automate cellulaire car nous passerions la plus grande majorité du temps de calcul à implémenter des transitions dédiées au transport. Une solution consiste à négliger les écoulements fluides. Pour cette raison, nos cellules sédimentaires mobiles ne représenteront pas une phase diluée, comme c'est le cas dans la nature, mais plutôt une phase liquide dont la densité sera proche de celle des cellules de sol (c.-à-d. que $n = \rho_{\text{sol}}/\rho_{\text{sed}} = 3$). Ainsi, nous pourrions considérablement augmenter les temps caractéristiques associés au déplacement de ces cellules sédimentaires tout en estimant correctement les flux de sédiment.

Avec un seul coefficient de diffusion et des transitions de premiers voisins, il est impossible de simuler l'effet de l'inertie et, indirectement, de la pente sur le transport de masse. Nous injectons une telle dépendance dans le modèle en considérant deux états sédimentaires, lent et rapide, qui ne se distinguent qu'au travers du transport :



Si une cellule de sédiment lent opère une transition de gravité, celle-ci devient rapide. A l'opposé, elle peut opérer une transition d'un état rapide vers un état lent en se déplaçant de manière horizontale. Nous aurons donc, au final, 3 types de transitions horizontales de transport. Chacune d'elle sera associée à un taux de transition que nous noterons avec les indices $^+$ pour les cellules rapides, $^-$ pour les cellules lentes et $^\pm$ pour les cellules opérant une transition de rapide vers lente :



2.3.5 Erosion par transport

Les différents mécanismes physiques présentés ci-dessus sont indépendants les uns des autres et leurs taux de transitions restent constants au cours du temps quelle que soit la nature des conditions aux limites qui impactent le système. Cependant, les environnements dans lesquels ces différents mécanismes s'expriment sont fortement dépendant de la topographie et de la configuration locale des cellules. Nous tirons avantage de cela pour coupler les mécanismes de l'érosion et du transport.

Un point essentiel des processus d'érosion réside dans la manière dont s'exprime la friction d'un fluide (ex. eau, gaz) en mouvement sur une interface solide. En effet, ce sont ces mécanismes qui permettent de mobiliser du matériel au repos. Dans cette perspective,

une caractéristique fondamentale de cet automate cellulaire de l'espace réel est d'introduire des couplages entre le transport et l'érosion, et ce afin de prendre en compte le rôle de l'incision mécanique des versants dans l'évolution de la dynamique des paysages.

Plus exactement, nous conditionnons une partie de l'érosion au transport. Lorsqu'un fluide s'écoule au dessus d'une surface solide, les contraintes de cisaillement s'exerçant sur cette surface dans la direction de l'écoulement peuvent mettre en mouvement des grains et favoriser l'incision. Le transport par charriage s'accompagne aussi de chocs entre les particules en mouvement et la surface du lit. L'ensemble de ces chocs peut finir par inciser le lit d'une rivière au travers de complexes mécanismes de fracturation et de fragmentation. Afin de rendre compte de ce phénomène dans notre modèle, nous considérons que, si une transition horizontale de transport se produit sur une interface solide, une transition verticale d'érosion à une probabilité P_v de se produire (Fig. 2.8).

L'évolution d'un chenal dépend en grande partie de la stabilité de ses berges et de leur résistance à l'écoulement. Même si les conditions aux limites latérales peuvent induire des comportements hydrodynamiques très particuliers, les mécanismes d'altération et de forçage mécanique des berges sont très similaires à ceux présents sur le lit. Dès lors, nous considérons dans le modèle, que si une transition horizontale de transport se produit le long d'une interface solide, une transition horizontale d'érosion peut se produire avec une probabilité P_h (Fig. 2.9).

2.4 Evolution des paysages dans le modèle

Comme pour tous modèles numériques, chaque simulation se caractérise par toute une gamme de conditions aux limites et de conditions initiales. Afin de respecter la philosophie de cet automate de l'espace réel, l'ensemble de ces conditions ainsi que toutes les hétérogénéités structurales sont définies à partir d'un nombre fini d'états auxquels nous pouvons associer de nouvelles transitions. Par exemple,

- Des cellules **neutres** n'interagissant avec aucune autre cellule permettent de modéliser des formes en trois dimensions et donc de reproduire n'importe quels types d'environnement physique ou d'hétérogénéité structurale.
- Des cellules **sources** sont susceptibles de produire de la matière lorsqu'elles sont en contact avec cellules d'atmosphère.
- Des cellules **puits** sont susceptibles d'éliminer de la matière lorsqu'elles sont en contact avec cellules sédimentaires.

En distribuant ces états au sein du maillage cubique (Fig. 2.2), il est possible de reproduire n'importe quel type de topographie ainsi que des conditions aux limites d'une grande diversité. En imposant des conditions initiales très particulières, il sera aussi possible de mesurer des évolutions à court terme qui sont le plus souvent symptomatiques de l'état de stabilité du système étudié (voir par exemple l'analyse de stabilité linéaire développée par Narteau et al. (2009)).

La Fig. 2.10 rappelle les différents paramètres du modèle et leurs valeurs. On a approximativement une douzaine de paramètres. Ce nombre peut être divisé par deux en ne considérant qu'une seule variable pour les taux de transitions et les liens de transition liés au transport des différents états sédimentaires $\{+, -, \pm\}$. C'est donc finalement un nombre très raisonnable de paramètres si on le compare aux modèles traditionnels (Fig. 2.1).

Tous les paramètres s'exprimeront en fonction d'un temps caractéristique τ de telle sorte que ce sont leurs valeurs relatives, plus que leurs valeurs absolues, qui contribueront à la compréhension de la dynamique globale du système. Dans cette étude nous fixons le taux d'érosion pour le transport de sédiment autour la valeur unitaire en considérant bien en-

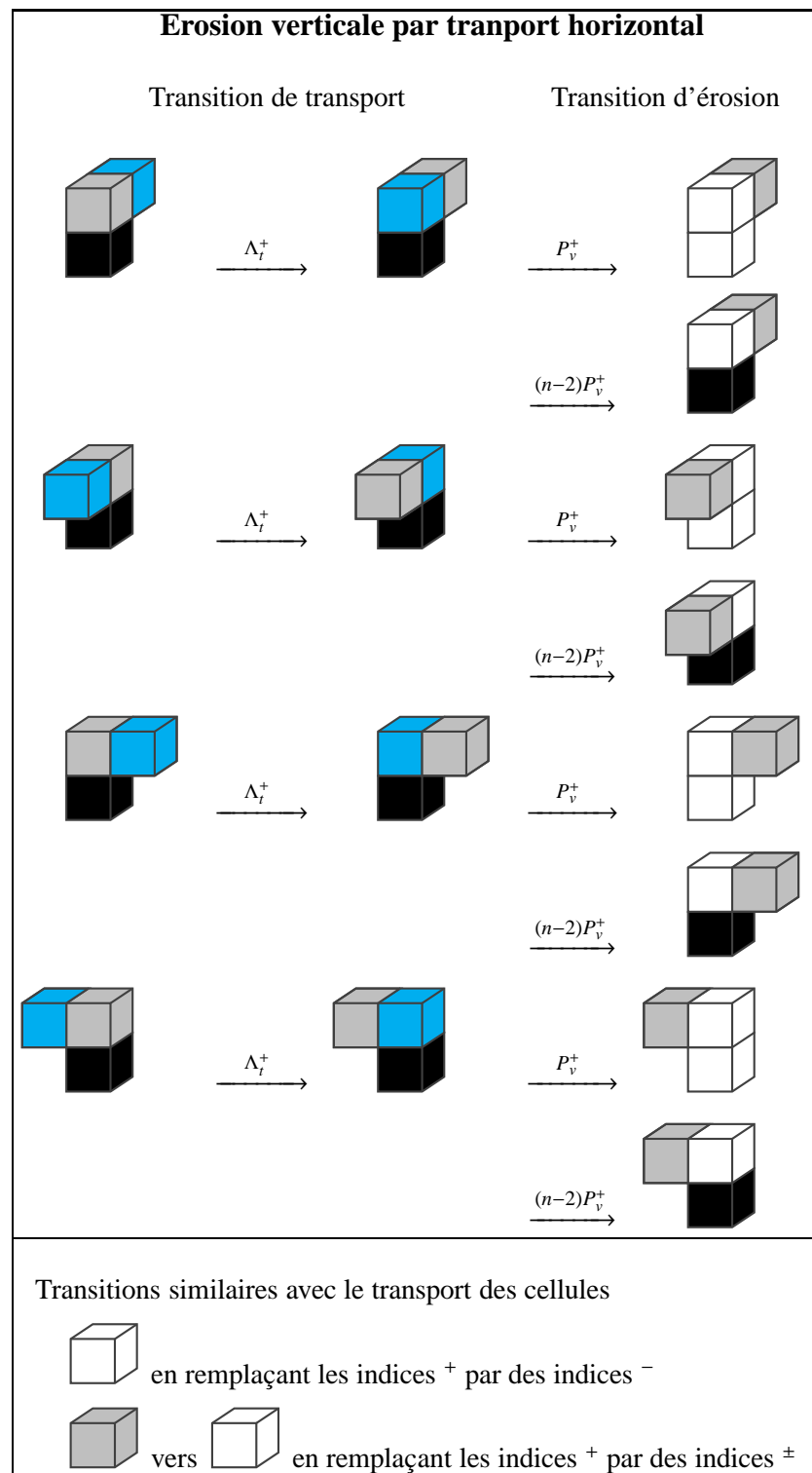


FIGURE 2.8: **Couplage des transitions de transport et d'érosion au sein du modèle de dynamique des paysages.** Lorsqu'une transition horizontale de transport se produit au-dessus d'un milieu consolidé (taux de transition Λ_t^+), une transition verticale d'érosion se produit avec une probabilité P_v^i . L'indice i caractérise des transitions de transport de cellules de sédiment rapide (P_h^+ comme dans l'exemple ci-dessus), de sédiment lent (P_h^-), ou de sédiment rapide vers lent (P_h^\pm). Ces liens de transitions introduisent une rétroaction du transport sur l'érosion afin de prendre en compte les effets mécaniques du transport de sédiment sur les versants ou le lit des rivières.

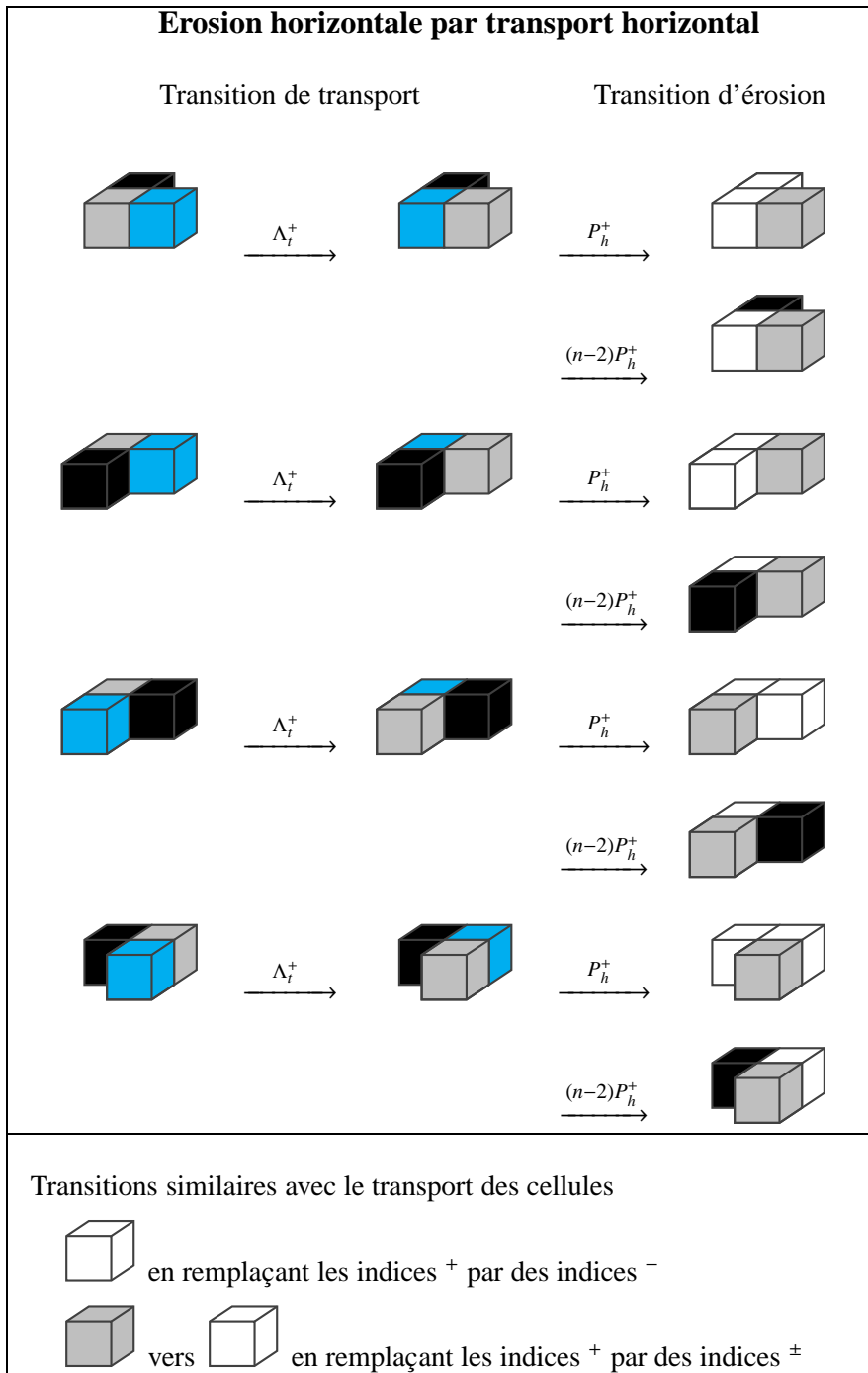


FIGURE 2.9: **Couplage des transitions de transport et d'érosion au sein du modèle de dynamique des paysages.** Lorsqu'une transition horizontale de transport se produit le long d'un milieu consolidé (taux de transition Λ_i^+), une transition horizontale d'érosion se produit avec une probabilité P_h^+ . L'indice i caractérise des transitions de transport de cellules de sédiment rapide (P_h^+ comme dans l'exemple ci-dessus), de sédiment lent (P_h^-), ou de sédiment rapide vers lent (P_h^\pm). Ces liens de transitions introduisent une rétroaction du transport sur l'érosion afin de prendre en compte les effets mécaniques du transport de sédiment dans le lit des rivières. Très schématiquement, ces transitions d'érosion horizontale peuvent être associées à de l'érosion de berges.













		Unité	
l_0	Echelle de longueur	[L]	
τ	Echelle de temps	[T]	
Symbole	Description	Unité	Valeur
L	Longueur du système	l_0	400
W	Largeur du système	l_0	400
H	Hauteur du système	l_0	100
n_a	Seuil d'avalanche ($\tan \theta_c = n_a$, θ_c un angle critique)		3
Λ_g	Taux de transition des écoulement gravitaires	τ^{-1}	10^3
Λ_d	Taux de transition de la déposition	τ^{-1}	10^{-2}
Λ_e	Taux de transition de l'érosion	τ^{-1}	10^{-5}
Λ_t^+	Taux de transition pour le transport de 	τ^{-1}	45
Λ_t^-	Taux de transition pour le transport de 	τ^{-1}	5
Λ_t^\pm	Taux de transition pour le transport de  à 	τ^{-1}	1
P_v^+	Prob. d'érosion verticale par le transport de 		10^{-3}
P_v^-	Prob. d'érosion verticale par le transport de 		10^{-3}
P_v^\pm	Prob. d'érosion verticale par le transport de  à 		0.5
P_h^+	Prob. d'érosion horizontale par le transport de 		10^{-3}
P_h^-	Prob. d'érosion horizontale par le transport de 		10^{-3}
P_h^\pm	Prob. d'érosion horizontale par le transport de  à 		10^{-3}

FIGURE 2.10: Unités et valeurs des paramètres dans le modèle de dynamique des paysages.

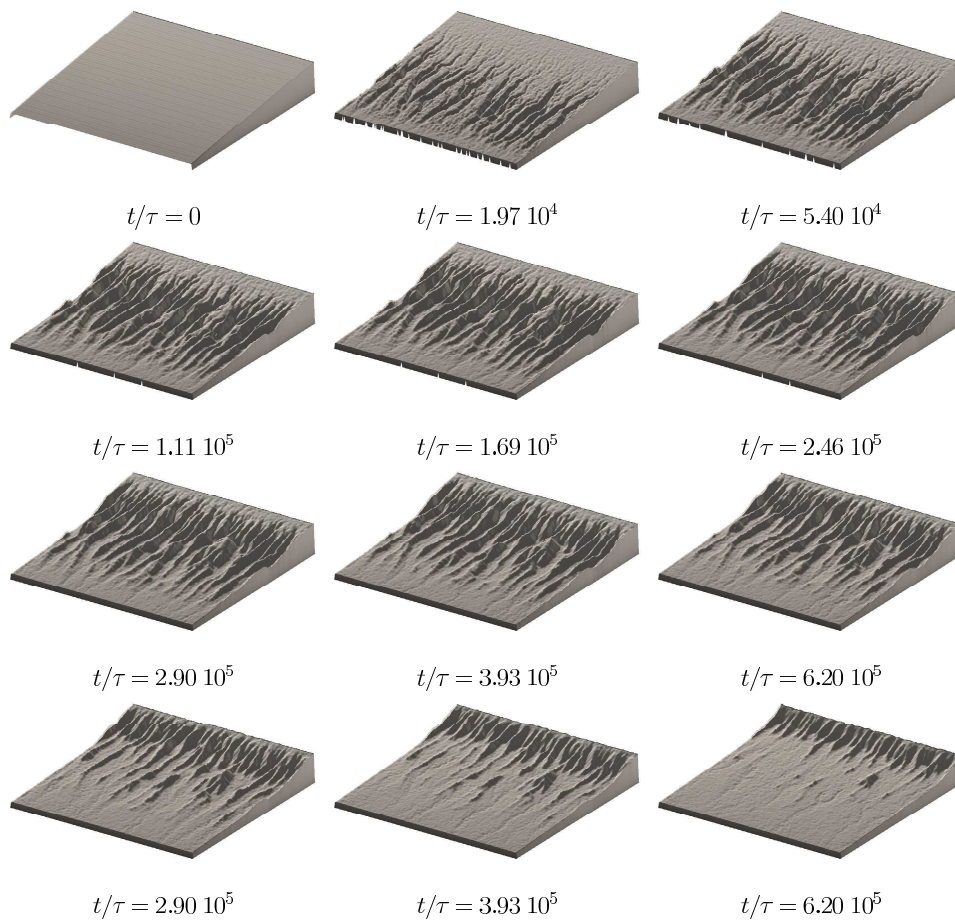


FIGURE 2.11: **Evolution d'un versant dans le modèle de dynamique des paysages** : le système n'est soumis à aucun apport de sédiment et le niveau bas du versant à $t = 0$ détermine la hauteur de l'exutoire. Une longueur d'onde caractéristique de chenalisation s'exprime tout au long du processus de relaxation vers la solution d'équilibre (c.-à-d. absence de topographie). On note la présence de chenaux qui évoluent au cours du temps. Ces chenaux sont les marqueurs du transport sédimentaire.

tendu que $\Lambda_t^+ > \Lambda_t^-$. Les taux d'érosion sont beaucoup plus faibles car ils sont ici associés à des processus physico-chimiques opérant sur des échelles de temps beaucoup plus longues ($\Lambda_e \ll \Lambda_t$). Les taux de déposition et les liens de transitions entre le transport et l'érosion prennent des valeurs intermédiaires, proches les unes des autres, afin de garantir les équilibres dynamiques qui limitent le nombre de cellules et les flux de masses ($P_v \approx P_h \approx \Lambda_d$ avec $\Lambda_e \ll \Lambda_d \ll \Lambda_t$). Tous ces paramètres ne varient pas dans le temps, l'espace, et d'une simulation à une autre. L'ensemble des comportements dynamiques, même s'ils sont de nature très différentes, proviennent donc du même jeu de paramètres.

2.4.1 Evolution d'un versant

Pour mieux appréhender de quelle manière se comporte le modèle de dynamique des paysages, la Fig 2.11 montre l'évolution d'un versant en l'absence de tout soulèvement d'origine tectonique. La configuration initiale du modèle sera donc un sol incliné de pente constante. Les flux de masse aux frontières du domaine seront nuls à l'exception du bord inférieur perpendiculairement à la pente. Le long de cette limite, au dessus d'un niveau moyen représentant la hauteur de l'exutoire, le flux de masse sera infini car les cellules de

sédiment y seront automatiquement remplacées par des cellules d'atmosphère. Ainsi nous pouvons étudier l'évolution de la topographie en fonction du temps et essayer d'extraire, à partir des bilans de masse, certaines caractéristiques fondamentales des mécanismes de relaxation d'une anomalie topographique.

La Fig.2.11 montre l'évolution des reliefs jusqu'à la disparition presque totale de la topographie (la seule solution stable étant bien entendu un sol plat à un niveau topographique déterminé par l'altitude de l'exutoire). A partir de ces résultats numériques, nous identifions différentes étapes dans le mécanisme de relaxation :

- Formation d'une rugosité de petite échelle résultant de l'apparition aléatoire des premiers écoulements.
- Près de l'exutoire, cette topographie de petite échelle localise les écoulements. Ces écoulements favorisent l'incision et des ravines apparaissent.
- Les ravines (instables) se transforment rapidement en chenaux (stables) près de l'exutoire. En tête de chenal, d'autres ravines apparaissent. L'érosion remonte la pente et la séquence ravines-chenaux est observée sur l'ensemble du versant.
- Les processus gravitaires freinent les mécanismes d'incision et contraignent la géométrie des structures limitant les chenaux.
- Une plaine de dépôt se forme sur la partie érodée.
- Sur la plaine de dépôt, les écoulements sont instables et forment des chenaux qui évoluent en permanence.

Il est maintenant nécessaire de caractériser ces processus de relaxation en fonction des paramètres du modèle afin de les comparer à d'autres modèles numériques utilisant des méthodes de calculs plus traditionnelles (Granjon, 1996).

2.4.2 Evolution d'un versant plissé

la Fig 2.12 montre l'évolution d'un versant sur lequel on a superposé une oscillation qui permet de localiser les principaux écoulements dans un nombre limité de vallées. A partir de cette exemple, il est possible d'analyser la dynamique des crêtes et des écoulements de grande échelle au sein du modèle. On observe l'incision très rapide des vallées à partir desquelles se localise la chenalisation des versants secondaires. Entre ces chenaux on voit apparaître des facettes triangulaires. Au sein des grandes vallées, la configuration de l'écoulement est instable mais on note la présence systématique de berges. Sur des échelles de temps intermédiaire, les mécanismes de diffusion à l'origine de l'évolution du relief peuvent se mesurer à partir de la vitesse du retrait des crêtes topographiques. A partir de ces résultats, il est évident qu'en injectant des couches lithologiques de différente nature dans le modèle, nous pourrions être capables de reproduire toute une série de structures géologiques susceptible d'être observées à la surface de la Terre.

2.4.3 Failles actives et dynamique des paysages

Les paysages peuvent aussi être en équilibre statistiquement stationnaire lorsqu'ils s'équilibrent avec des processus de surrection tectonique. La Fig. 2.13 montre le relief lorsqu'une telle configuration est atteinte de part et d'autre d'une faille à rejet vertical. En pratique, nous ne surélevons, à fréquence constante, qu'un seul côté de la faille d'une hauteur élémentaire l_0 . Il y a donc d'un côté un équilibre topographique contrôlé par les processus d'érosion, et de l'autre un équilibre topographique contrôlé par les processus de déposition. En comparant avec la Fig. 2.12, on observe que la surrection compense assez bien l'incision et que la marche topographique est très rapidement lissée par les mécanismes d'évolution des paysages. Des cônes de dépôts se forment sur la partie non surélevée du relief pour, très

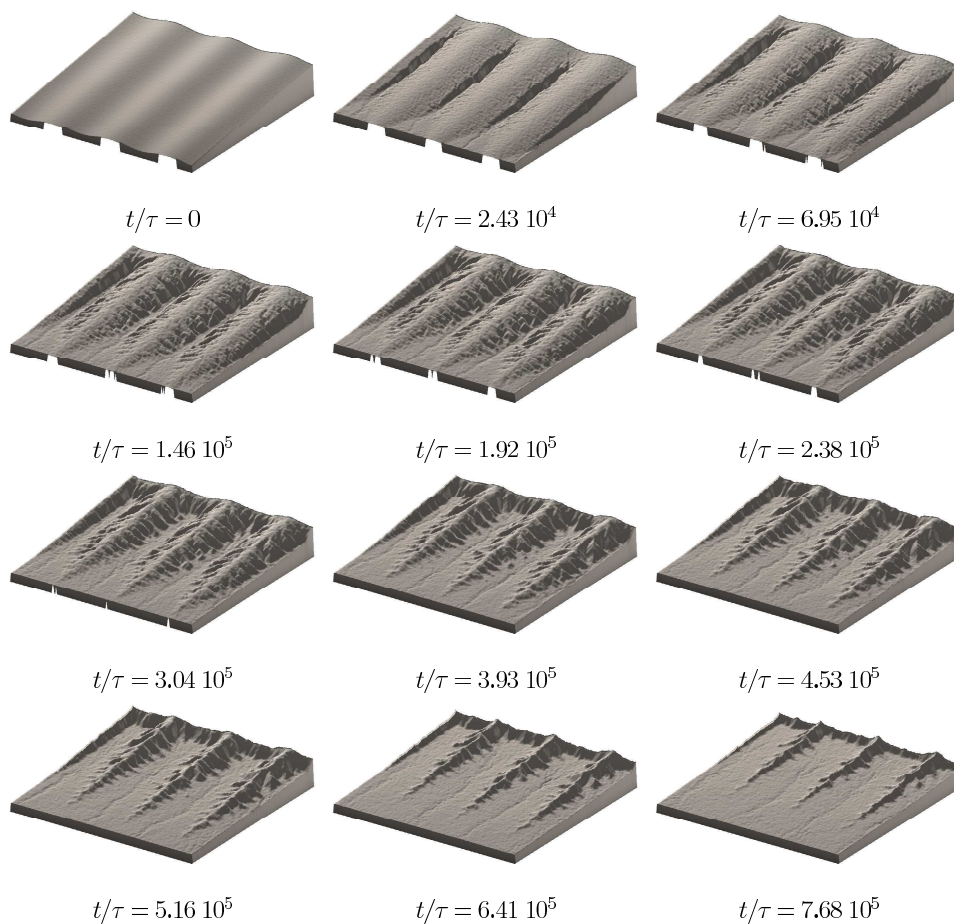


FIGURE 2.12: **Evolution d'un versant plissé dans le modèle de dynamique des paysages.** Une oscillation de la topographie perpendiculairement à la pente impose une longueur d'onde à partir de laquelle nous pourrions analyser l'évolution des crêtes. On note la présence de chenaux et la formation d'une longueur d'onde caractéristique de chenalisation sur l'ensemble des versants secondaires.

vite, atteindre une pente d'équilibre imposée par les écoulements sédimentaires. Comme précédemment, ceux-ci ne sont pas stables et on observe systématiquement des mécanismes d'avulsion¹ le long des zones de dépôts situés en aval des plus grandes vallées. Sur des échelles de temps courtes, l'organisation des vallées ne dépend plus de la condition initiale. Par contre, toute une hiérarchie de facettes triangulaires peut être observée au niveau de la faille. En parallèle, il est intéressant de noter la dynamique des chenaux en aval de la faille. Ces objets peuvent permettre de modéliser la dynamique des dépôts en fonction du caractère périodique du mouvement le long de la faille (Klinger et al., 2011).

2.4.4 Environnement de dépôt

En imposant des flux de sédiment en entrée, le modèle offre aussi la possibilité de se concentrer uniquement sur la formation de paysages dans des contextes de déposition. La Fig. 2.14 montre comment se forme et se stabilise un cône alluvial sur un sol plat. Très rapidement, il se forme une zone de dépôt au niveau de la source de sédiment. Ces dépôts

1. En géomorphologie fluviale, l'avulsion décrit l'abandon rapide d'un lit de la rivière au profit d'un autre. L'avulsion se produit le plus souvent dans les zones de dépôts où les rivières construisent des lits dont les pentes deviennent plus faible que celles des structures sur lesquelles elles s'écoulent.

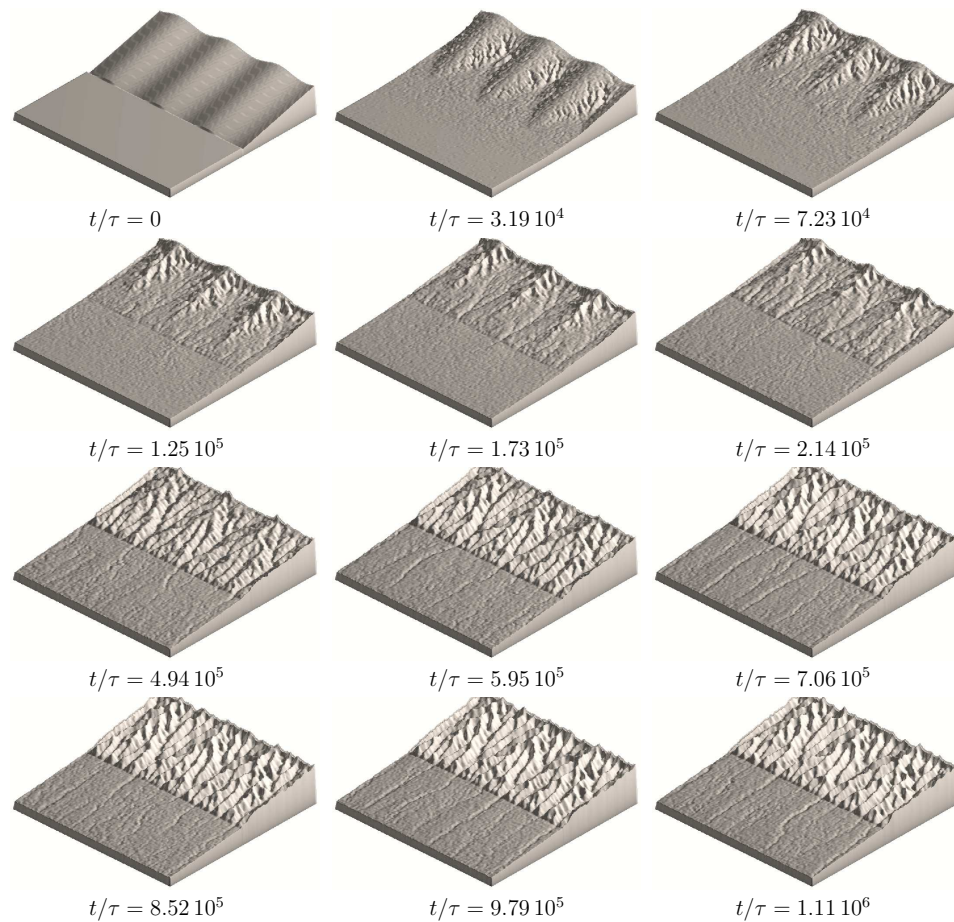


FIGURE 2.13: **Evolution d'un versant le long d'une faille dans le modèle de dynamique des paysages.** Au niveau de la discontinuité de pente, nous opérons un soulèvement périodique discontinu d'amplitude l_0 . Ainsi nous reproduisons une faille verticale à rejet vertical. Notons que cette fois, la topographie converge vers un état d'équilibre dynamique avec la surrection. Cet état d'équilibre est indépendant de la condition initiale et en comparant avec la Fig. 2.12, on peut observer que, dans le cas présent, l'oscillation initiale du versant n'a plus aucune influence sur la topographie.

augmentent localement la pente et favorisent le transport de sédiment. Ainsi, le cône de déposition se propage à travers le système et, sur les flancs du cône, les écoulements se localisent pour former des chenaux. Ceux-ci permettent de transporter encore plus efficacement les sédiments de la zone source vers la zone de déposition. Sur les limites du cône, les dépôts font décroître la pente et le chenal principal avulse avec une fréquence qui est inversement proportionnelle au volume du cône. La présence de berges permet de localiser ce chenal au cours du temps et d'observer que les mécanismes d'avulsion ne sont pas continus. Ils impliquent la propagation d'une barre de déposition en aval du chenal, une inondation presque totale du cône et une relocalisation rapide dans la zone de plus forte pente (Reitz et al., 2010). Toute ces étapes se succèdent et, par chance, on peut même parfois voir se former des terrasses. Finalement, une fois que le cône, ou plus exactement que le chenal actif à l'origine de cette formation géologique, a atteint une pente d'équilibre statistiquement stationnaire au travers de tout le système, la structure globale n'évolue pratiquement plus. Toute la matière est systématiquement transportée à travers le système. Bien entendu, ceci ne se fait pas directement, mais toujours par une succession de transitions associées aux mécanismes de déposition, d'érosion et de transport.

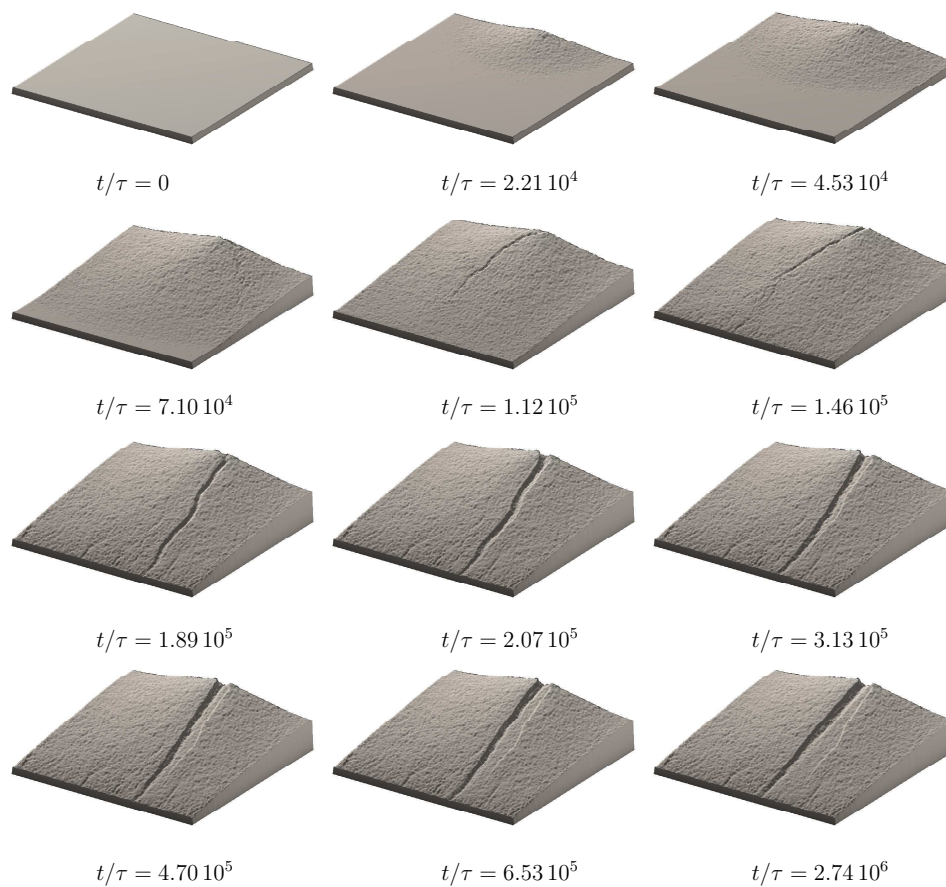


FIGURE 2.14: **Evolution d'un cône alluvial dans le modèle de dynamique des paysages** : la source de sédiment et l'exutoire se situent de part et d'autre du système. La source a la dimension d'une cellule tandis que l'exutoire est présent sur toute la largeur du système. La condition initiale à $t = 0$ est un sol plat à l'altitude de l'exutoire. L'état final correspond à la solution d'équilibre. La présence d'une terrasse est fortuite mais montre que le modèle est capable de stabiliser –au moins de manière transitoire– des berges.

2.5 Discussion et perspectives

Afin d'illustrer les automates cellulaires de l'espace réel, nous avons montré comment il était possible de reproduire une grande variété de paysages à partir d'un jeu de transitions entre plus proches voisins. Si aucune loi géomorphologique n'est imposée, les taux de transition permettent d'injecter les échelles de temps qui dominent la physique du système à l'échelle élémentaire du modèle. Dès lors, toutes les observations proviennent de schémas d'interactions qui peuvent être ensuite formalisés à une échelle macroscopique. Comme à partir d'expériences de laboratoire ou de mesures in situ, il sera donc possible de proposer un certain nombre de lois empiriques représentatives du régime statistiquement stationnaire vers lequel convergera le système dynamique.

Dans le modèle, les écoulements fluides ne sont pas modélisés de manière traditionnelle car seul le transport de masse est pris en compte sous la forme de processus de diffusion anisotropes. Le gradient nécessaire à tout processus diffusif est maintenu grâce aux jeux de transitions d'érosion et de déposition qui recréent en permanence des doublets susceptibles d'opérer des transitions de transport. Dans ce cas, la capacité de transport n'est pas définie à partir des propriétés dynamiques de l'écoulement, mais plutôt au travers de la configura-

tion locale du système et de l'intensité relative des mécanismes d'érosion et de déposition. Cette approche est similaire en beaucoup de points à des techniques de gaz sur réseau communément utilisées en mécanique des fluides (Frisch et al., 1986). A ce stade, une étape importante dans le développement de notre modèle consistera à formaliser la capacité de transport en fonction des paramètres du modèle, de la pente et de la configuration locale des doublets actifs.

Si l'on ne s'intéresse qu'au nombre de paramètres (Fig. 2.10), notre automate peut subir la comparaison avec n'importe quel autre modèle d'évolution des paysages. Dès lors, la grande force de l'automate cellulaire est donc d'être capable de reproduire une très large gamme de comportements à partir du même jeu de transitions. Trop souvent, dans les modèles continus, les lois diffèrent lorsqu'elles s'appliquent à des versants, des rivières ou des zones de dépôt. Ici, une telle différenciation entre les mécanismes se fait de manière naturelle sous l'effet de la topographie, des conditions aux limites et finalement de la distribution des différents types de cellules. Par exemple, les interactions sol-atmosphère (c.-à-d. l'érosion) et les phénomènes gravitaires domineront près des crêtes car le transport y sera très actif. Dans les chenaux où le processus dominant est le transport, le sédiment sera en permanence entre des phases de remobilisation et de mise en repos et les doublets sédiment-air seront omniprésents. Dans les zones de dépôts, la présence excessive de sédiment favorisera les doublets sol-sédiment. Ces mécanismes d'auto-organisation au sein du modèle garantissent que, quelles que soient les conditions auxquelles est soumis notre système, celui-ci pourra résister ou évoluer vers une nouvelle solution d'équilibre. Il sera donc nécessaire d'explorer le caractère résilient ou instable des paysages statistiquement stationnaires produits par le modèle. Cette étape est importante pour l'étude de phénomènes perturbatifs comme, par exemple, ceux qui peuvent être associés à de brusques changements climatiques.

La principale innovation de ce modèle de dynamique des paysages réside dans les liens que l'on a introduits entre les mécanismes d'érosion et de transport (Fig. 2.8 et 2.9). Ces liens permettront, à terme, de mesurer l'influence relative des processus morphodynamiques d'érosion latérale et d'érosion verticale. D'un point de vue théorique, ils permettent surtout de localiser des écoulements et donc d'initier les processus de chenalisation. Cette chenalisation n'est pas automatique et dépend fort heureusement de l'amplitude des paramètres du modèle. Il sera donc nécessaire d'étudier la présence ou l'absence de chenalisation dans l'espace des paramètres afin de mieux contraindre les modes d'érosion dans différents environnements géophysiques (différentes roches, différents climats, etc ...).

Dans le futur, à partir de nos résultats numériques, les mécanismes de l'incision pourront être appréhendés de différentes manières. Par exemple, des analyses de stabilité linéaire pourraient permettre de mesurer la fréquence de chenalisation la plus instable en fonction des paramètres du modèle. En partant de mesures faites sur le terrain, une approche consisterait à obtenir des topographies extrêmement détaillées ; des bilans de masse très précis en fonction du temps pourraient même être envisagés (Montgomery et al., 1997). Ce type de données permettrait de mieux comprendre la transition entre les processus de pente et un régime dominé par le transport en rivière.

Toutes les études paramétriques discutées dans les deux précédents paragraphes requièrent une caractérisation précise des échelles de temps et d'espace de notre automate cellulaire. Cependant, étant donné qu'il n'existe encore ni théorie, ni loi empirique qui permettent d'isoler les mécanismes d'une instabilité à l'échelle d'un paysage, il sera très difficile de quantifier l'ensemble des paramètres du modèle à partir d'une description physique reconnue par tous. Le modèle devra, au contraire, être utilisé pour essayer de définir, à partir de l'échelle élémentaire de l'automate, les échelles caractéristiques qui contrôlent la dyna-

mique des surfaces continentales. Cette approche innovante illustre une tendance globale des sciences exactes confrontées à des phénomènes naturels d'un grande complexité. Les modèles doivent servir de guide à l'observation et permettre d'orienter l'acquisition et le traitement des données.

Vous avez compris que l'objectif poursuivi était ici de présenter un nouveau modèle pour l'étude de la dynamique des paysages et de le confronter à différentes observations. Il s'agira maintenant de l'appliquer dans différents contextes géophysiques afin de reproduire toute la gamme des comportements observés le long de structures actives telles que les facettes triangulaires ou les plis. D'un point de vue plus général, les automates cellulaires de l'espace réel pourront aussi incorporer d'autres processus physiques et permettre, en complément des approches traditionnelles, de mieux contraindre la dynamique des interfaces continentales. Parmi tous les domaines d'application possibles, les plus prometteurs sont l'étude de l'effet des écoulements de sub-surface sur les paysages et les études portant sur les interactions avec le vivant. Il est évident que, dans ces domaines, les méthodes discrètes qui caractérisent mon activité de recherche en géomorphologie ouvrent de très larges perspectives.

Bibliographie

- Bak, P., *How Nature works*, Oxford Univ. Press, 1997.
- Bak, P. et Tang, C., Earthquakes as a self-organized critical phenomenon, *J. Geophys. Res.*, *94*, 15 635–15 637, 1989.
- Chopard, B. et Droz, M., *Cellular automata modeling of physical systems*, Cambridge University Press, 1998.
- Crave, A. et Davy, P., A stochastic 'precipiton' model for simulating erosion/sedimentation dynamics, *Computers and Geosciences*, *27*, 815–827, 2001.
- Dietrich, B. et Perron, T., The search for a topographic signature of life, *Nature*, *439*, 411–418, doi :10.1038/nature04452, 2006.
- Dietrich, W., Bellugi, D., Leonard, S., Stock, F., Heimsath, A., et Roering, J., Geomorphic transport laws for predicting landscapes form and dynamics, *Prediction in geomorphology, Geophysical monograph*, *135*, 1–30, 2003.
- Frisch, U., Hasslacher, B., et Pomeau, Y., Lattice-gas automata for the navier-stokes equation, *Phys. Rev. Lett.*, *56*, 1505–1508, 1986.
- Granjon, D., *Modélisation stratigraphique déterministe : conception et application d'un modèle diffusif 3D multilithologique*, Thèse de Doctorat, Univ. Rennes 1, 1996.
- Howard, A., *Thresholds in river regimes*, pp. 227–258, Concord, Mass., 1980.
- Howard, A., Long profile development of bedrock channels : interaction of weathering, mass wasting, bed erosion, and sediment transport, *River over rock : Fluvial processes in bedrock channels, Geophysical monograph*, *107*, 297–319, 1998.
- Klinger, Y., Etchebes, M., Tapponnier, P., et Narteau, C., Characteristic slip for five great earthquakes along the fuyun fault in china, *Nature Geosci*, *4*, 389–392, 2011.
- Montgomery, D. R., Dietrich, W. E., Torres, R., Anderson, S. P., Heffner, J. T., et Loague, K., Hydrologic response of a steep, unchanneled valley to natural and applied rainfall, *Water Resources Research*, *33*, 91–109, 1997.
- Murray, A. B. et Paola, C., A cellular model of braided rivers, *Nature*, *371*, 54–57, 1994.
- Narteau, C., Zhang, D., Rozier, O., et Claudin, P., Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bed forms, *J. Geophys. Res.*, *114*, 2009.
- Puhl, H., On the modelling of real sand piles, *Physica A*, *182*, 295, 1992.

- Reitz, M. D., Jerolmack, D. J., et Swenson, J. B., Flooding and flow path selection on alluvial fans and deltas, *Geophys. Res. Lett.*, 37, 2010.
- Rodriguez-Iturbe, I. et Rinaldo, A., *Fractal River Basins : Chance and self-organization*, Cambridge University Press, 1997.
- Werner, B. T., Eolian dunes : Computer simulations and attractor interpretation, *Geology*, 23, 1107, 1995.
- Whipple, K. et Tucker, G., Implications of sediment-flux-dependent river incision models for landscape evolution, *J. Geophys. Res.*, 107, 10.1029/2000JB000044, 2002.
- Wilson, K. et Kogut, J., The renormalization-group and the ϵ -expansion, *Physics reports*, 12, 75–200, 1974.
- Wolfram, S., *Theory and application of cellular automata*, World scientific, 1986.
- Zhang, D., *Un automate cellulaire de l'espace réel pour l'étude des populations de dunes*, Thèse de Doctorat, Institut de Physique du Globe de Paris, Paris 7, 1997.
- Zhang, D., Narteau, C., et Rozier, O., Morphodynamics of barchan and transverse dunes using a cellular automaton model, *J. Geophys. Res.*, 115, 2010.

Curriculum Vitae scientifique

Identité

CLÉMENT NARTEAU,
41 ans,
Maître de conférences IPGP,
Laboratoire de Dynamique des Fluides Géologiques,
Institut de Physique du Globe de Paris, UMR 7154.

Diplômes

Doctorat de Géophysique Interne,
Mention très honorable avec Félicitations du Jury,
Institut de Physique du Globe de Paris, 1999.

Postes occupés

Thèse (1996 – 1999)

Laboratoire de Géomagnétisme, Institut de Physique du Globe de Paris,
Sur l'utilisation des systèmes hiérarchiques et des processus stochastiques en géophysique,
Direction Jean-Louis Le Mouél.

Post-doctorat I (2000-2001)

Lauréat de la bourse Lavoisier du Ministère des Affaires Étrangères,
Seismological Laboratory, California Institute of Technology, California, États-Unis.
Formation et évolution de populations de failles décrochantes,
En collaboration avec Hiroo Kanamori.

Post-doctorat II (2001-2003)

Lauréat d'une bourse Marie Curie de la Communauté Européenne,
Rock Physics Laboratory, University of Edinburgh, Scotland, United Kingdom.
Bandes de déformation, phénoménologie des populations de fractures,
En collaboration avec Ian Main.

Post doctorat III (2004-2005)

Lauréat d'une bourse Marie Curie pour l'aide à la réintégration,
Assistant Temporaire d'Enseignement et de Recherche,
Laboratoire de Géomatériaux, Institut de Physique du Globe de Paris.

Propriétés physiques des milieux fracturés,
En collaboration avec Maria Zamora.

Maître de conférences (à partir de 2005)

Equipe de Géomorphologie, Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques,
Institut de Physique du Globe de Paris.

Automates cellulaires pour la modélisation du transport sédimentaire dans l'espace réel :
dynamique des paysages et population de dunes.

Liste des activités d'enseignement

Tout au long de mon parcours, j'ai eu plusieurs occasions d'enseigner notamment durant ma thèse,

- ◇ Méthodes magnétiques en prospection géophysique (Master Pro, IPGP),

et mon service militaire,

- ◇ Hydrologie (niveau baccalauréat),
- ◇ Physique-Chimie (niveau baccalauréat),
- ◇ Mathématiques (niveau baccalauréat).

Ces fonctions m'ont permis d'obtenir un diplôme d'aptitude professionnel d'enseignant.

En 2007 et 2009, j'ai enseigné un module (8 heures) sur les systèmes géophysiques complexes au Abdu Salam, International Center for Theoretical Physics.

Durant mes 5 années d'enseignant chercheur, j'ai développé et animé de nombreux cours, TD, TP, stages de terrains et colles au sein de l'UFR STEP de l'Université Paris 7 :

- ◇ Statistiques élémentaire L2 (cours-TD-colles).
- ◇ Méthodes statistiques dans les sciences de l'environnement L3 (cours-TD).
- ◇ Informatique approfondie M1-M2 (cours-TD).
- ◇ Remise à niveau informatique M1-M2 (cours-TD).
- ◇ Géomorphologie L3 (TD).
- ◇ Stages de terrain d'instrumentation géophysique.
- ◇ Stages en entreprise L2.

Liste des activités d'encadrement

- J'ai co-encadré la Thèse de Vlastos Serafeim sur la modélisation numériques de propagation d'ondes en milieu fracturés (2 ans, 2001-2003, 2 publications).
- J'ai co-encadré les activités post-doctorales de Svetlana Byrdina sur les propriétés statistiques de la sismicité et l'analyse des catalogues de sismicité (18 mois, 2007-2008, 2 publications).
- J'ai co-encadré le stage de M1 de Laure Guerit sur la reconstruction quantitatives des paléoconditions de transport de la rivière Ürümqi (2009, 1 manuscript soumis).

- J'ai encadré les stages de L3 de Claire Boussard sur l'élaboration d'une base de données volcano-climatiques, de Medhy Broussillon sur les risques associés au transport sédimentaire, de Loïc Viens sur la morphodynamique dunaire et de Jean-Baptiste Tune sur la variabilité des flux sédimentaires dans les déserts éoliens.
- J'ai co-encadré les stages de M1, M2, et la thèse de doctorat de Deguo Zhang sur la modélisation des populations de dunes (5 ans, 2006-2011, 2 publications, 1 manuscrit sous presse).
Deguo Zhang a obtenu sa thèse le 8 juillet 2011 avec la mention *Très Honorable*. Il a aussi obtenu le prix de "*Outstanding Self-financed Student Abroad*" de la part du gouvernement chinois pour la qualité de son travail doctoral. Le prix s'accompagnait d'une bourse de 5000\$.
- Je co-encadre la thèse de doctorat Xin Gao sur la modélisation des lits sédimentaires bi-disperses (2011).
- J'encadre les activités post-doctorales de Lv Ping sur la morphogénèse dunaire (2011).

Liste des activités administratives

- ◇ Membre du conseil scientifique de l'Institut de Physique du Globe de Paris en 2007 et 2008.
- ◇ Membre du conseil de gestion de l'UFR STEP à partir de 2009.

Collaborations et projet

Mes principaux collaborateurs sont

Piotr Shebalin	MITPAN - Moscou - Russie	Séismes
Matthias Holschneider	Potsdam Univ. - Berlin - Allemagne	Séismes
Danijel Schorlemmer	GFZ - Allemagne	Séismes
Ian Main	Edinburgh Univ. - Grande-Bretagne	Failles actives
Youcun Liu	Tianjin - Chine	Géomorphologie
Douglas Jerolmack	Penn. Univ. - Philadelphie - Etats-Unis	Géomorphologie
Takahiro Hatano	ERI - Tokyo - Japon	Séismes
Sebastian Hainzl	GFZ - Berlin - Allemagne	Séismes
Zhibao Dong	CAREERI - Lanzhou - Chine	Géomorphologie
Zhigang Peng	Georgia Tech. - Etats-Unis	Séismes
Jean-Louis Le Mouél	IPGP - Paris	Terre Profonde
Claude Allègre	IPGP - Paris	Séismes
Jean-Paul Poirier	IPGP - Paris	Terre Profonde
Paul Tapponnier	IPGP - Paris	Failles actives
Jean-Pierre Valet	IPGP - Paris	Terre Profonde
Laurie Barrier	IPGP - Paris	Géomorphologie
Philippe Claudin	ESPCI - Paris	Géomorphologie
Sylvain Courrech du Pont	MSC - Paris 7	Géomorphologie
Olivier Devauchelle	IPGP - Paris	Géomorphologie
Yann Klinger	IPGP - Paris	Failles actives
Eric Lajeunesse	IPGP - Paris	Géomorphologie

François Métivier	IPGP - Paris	Géomorphologie
Michal Tal	CEREGE - Aix	Géomorphologie
Sébastien Rodriguez	AIM - Paris 7	Géomorphologie
Olivier Rozier	IPGP - Paris	Géomorphologie

Au niveau européen, j'ai participé au projet

→ E2C2, Extreme events, causes and consequences (2005-2008).

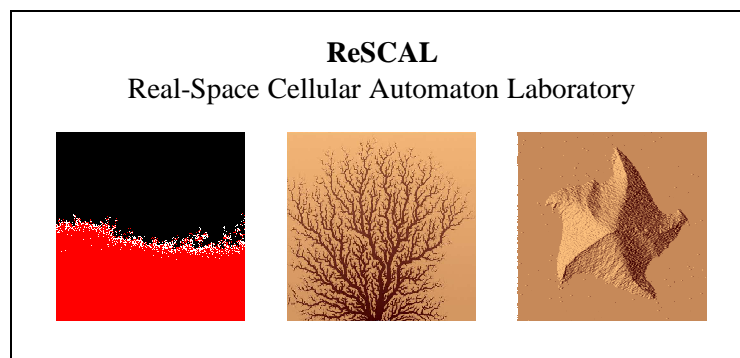
Au niveau national, j'ai participé au projet

→ GesTrans, Vers une meilleure prise en compte de l'évolution du lit sédimentaire dans l'évaluation des risques liés aux crues (ANR 2010-2013).

→ EXO-DUNES, Caractérisation des environnements extra-terrestres de Mars et Titan par l'observation et la modélisation des champs de dunes (ANR, 2012-2016).

Transfert technologique et valorisation

Je distribue l'ensemble des logiciels liés à mon activité et les différentes évolutions de ces codes sont gérées par un système de gestion de versions. Les versions définitives sont accessibles sur des sites dédiés, les versions temporaires sont disponibles sur demande.



Construit sur la base de nos activités de recherche, ReSCAL est maintenant un logiciel libre sous Licence Publique Générale GNU (Copyright ©2011). Les sources sont accessibles sur

<http://www.ipgp.fr/~rozier/ReSCAL/rescal.html>

L'objectif est de créer une communauté susceptible de développer ce programme modulaire au travers de différentes disciplines.

- BAMOL, Bayesian Analysis of the Modified Omori Law est un logiciel libre développé en Python.

Liste complète des publications

Toutes les publications écrites se trouvent sur la page

<http://www.ipgp.fr/~narteau/pub.html>

Publications dans des revues de rang A à comité de lecture

A la date du 5 octobre 2012, les publications ci-dessous totalisent 205 citations sur *ISI Web Of Science*, pour un facteur $h = 8$ (ou nombre h de publications citées au moins h fois).

- [29] Zhang D., C. Narteau, O. Rozier and S. Courrech du Pont, *Morphology and dynamics of star dunes from numerical modelling*, sous presse dans *Nature Geoscience*.
- [28] Holschneider M., C. Narteau, P. Shebalin, Z. Peng and D. Schorlemmer, *Bayesian analysis of the modified Omori law*, sous presse dans *Journal of Geophysical Research*.
- [27] Shebalin P., C. Narteau and M. Holschneider, *From alarm-based to rate-based earthquake forecast models*, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **102**, 64-72, 2012.
- [26] Klinger Y., M. Etchebes, P. Tapponnier and C. Narteau, *Characteristic slip for five great earthquakes along the Fuyun fault in China*, *Nature Geoscience*, **4**, 389-392, 2011.
- [25] Liu Y., F. Métivier, J. Gaillardet, B. Ye, P. Meunier, C. Narteau, E. Lajeunesse, T. Han and L. Malverti, *Erosion rates deduced from Seasonal mass balance along an active braided river in Tianshan*, *Solid Earth*, **2**, 283-301, 2011.
- [24] Shebalin P., C. Narteau, M. Holschneider and D. Schorlemmer, *Short-term earthquake forecasting using early aftershock statistics*, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **101**, 297-312, 2011.
- [23] Zhang D., C. Narteau and O. Rozier, *Morphodynamics of barchan and transverse dunes using a cellular automaton model*, *Journal of Geophysical Research*, **115**, F03041, 2010.
- [22] Narteau C., S. Byrdina, P. Shebalin and D. Schorlemmer, *Common dependence on stress for the two fundamental laws of statistical seismology*, *Nature*, **462**, 2009.
- [21] Narteau C., D. Zhang, O. Rozier and P. Claudin, *Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bedforms*, *Journal of Geophysical Research*, **114**, F03006, 2009.
- [20] Liu Y., F. Métivier, E. Lajeunesse, P. Lancien, C. Narteau, B.S. Ye and P. Meunier, *Measuring bedload in gravel-bed mountain rivers : averaging methods and sampling strategies*, *Geodinamica Acta*, **21**, 81-92, 2008.
- [19] Narteau C., P. Shebalin and M. Holschneider, *Loading rates in California inferred from aftershocks*, *Nonlinear Processes in Geophysics*, **15**, 245-263, 2008.
- [18] Narteau C., J.L. Le Mouél and J.P. Valet, *The oscillatory nature of the geomagnetic field during reversals*, *Earth and Planetary Science Letters*, **262**, 66-76, 2007.
- [17] Narteau C., *Classification of seismic patterns in a hierarchical model of rupture : a new phase diagram for seismicity*, *Geophysical Journal International*, **167**, 710-722, 2007.
- [16] Narteau C., *Formation and evolution of a population of strike-slip fault in a multiscale cellular automaton*, *Geophysical Journal International*, **167**, 723-744, 2007.
- [15] Vlastos S., E. Liu, I.G. Main and C. Narteau, *Numerical simulation of wave propagation in 2-D fractured media : scattering attenuation at different stages of the growth of a fracture population*, *Geophysical Journal International*, **171**, 865-880, 2007.
- [14] Le Mouél J. L., C. Narteau, M. Greff and M. Holschneider, *Dissipation at the core-mantle boundary on a small scale topography*, *Journal of Geophysical Research*, **111**, B04413, 2006.
- [13] Byrdina S., P. Shebalin, C. Narteau and J. L. Le Mouél, *Temporal properties of seismicity and largest earthquakes in SE Carpathians*, *Nonlinear processes in Geophysics*, **13**, 629-639, 2006.

- [12] Vlastos S., E. Liu, I. Main, M. Schoenberg, C. Narteau, X. Li and B. Maillot, *Dual simulations of fluid flow and seismic wave propagation in a fractured network : effects of pore pressure on seismic signature*, *Geophysical Journal International*, **166**, 825-838, 2006.
- [11] Narteau C., P. Shebalin and M. Holschneider, *Onset of the power law aftershock decay rate in Southern California*, *Geophysical Research Letters*, **32**, L22312, 2005.
- [10] Narteau C. and J. L. Le Mouél, *Transient evolution regimes in a multiscale dynamo model : Timescales of the reversal mechanism*, *Journal of Geophysical Research*, **110**, B01104, 2005.
- [9] Narteau C., P. Shebalin, S. Hainzl, G. Zöller and M. Holschneider, *Emergence of a band-limited power law in the aftershock decay rate of a slider-block model of seismicity*, *Geophysical Research Letters*, **30**, L111568, 2003.
- [8] Narteau C., P. Shebalin and M. Holschneider, *Temporal limits of the power law aftershock decay rate*, *Journal of Geophysical Research*, **107**, B122359, 2002.
- [7] Narteau C., J.L. Le Mouél, J.P. Poirier, E. Sepulveda and M. Shnirman, *On a small scale roughness of the core-mantle boundary*, *Earth and Planetary Science Letters*, **191**, 49-60, 2001.
- [6] Narteau C., J.L. Le Mouél, M. Shnirman, E. Blanter and C. Allègre, *Reversals sequences in a multiple scale dynamo mechanism*, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **120**, 271-287, 2000.
- [5] Narteau C., P. Shebalin, M. Holschneider, J.L. Le Mouél and C. Allègre, *Direct simulation of the stress redistribution in the scaling organization model*, *Geophysical Journal International*, **141**, 115, 2000.
- [4] Blanter E., C. Narteau, M. G. Shnirman and J.-L. Le Mouél, *Up and down cascade in a dynamo model : spontaneous symmetry breaking*, *Physical Review E*, **59**, 5112-5123, 1999.
- [3] Allègre C., P. Shebalin, J.L. Le Mouél and C. Narteau, *Energetic Balance in Scaling Organization of Fracture Tectonics*, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **106**, 139-153, 1998.
- [2] Le Mouél J. L., C. Allègre and C. Narteau, *Multiple Scale Dynamo*, *Proceedings of the National Academy of Sciences USA*, **94**, 5510-5514, 1997.
- [1] Allègre C., J.L. Le Mouél, H. D. Chau and C. Narteau, *Scaling Organization of Fracture Tectonics and Earthquake Mechanism*, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **92**, 215-233, 1995.

Compte-rendus de lecture

- [9] Guérit L., L. Barrier, F. Métivier, Y. Liu, C. Narteau, E. Lajeunesse, E. Gayer, P. Meuniera and B. Ye, *Reconstruction of the sediment transport conditions in the Urumqi alluvial fan (northeastern Tian Shan, China)*, *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, **5**, 2011.
- [8] Zhang D., X. Gao, O. Rozier and C. Narteau, *Transport capacity and saturation mechanism in a cellular automaton dune model*, *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, **5**, 2011.
- [7] Métivier F., C. Narteau, E. Lajeunesse, O. Devauchelle, Y. Liu and B. Ye, *A simple integral technique to analyze bed load transport data*, *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, **5**, 2011.

- [6] Pomeau Y., M. Le Berre, J.L. Le Mouël, C. Narteau et P. Fromy, *Prédire les catastrophes ?*, Rencontre du Non-Linéaire, Eds. Josserand, M. Lefranc & C. Letellier, Non-Linéaire Publications, 2011.
- [5] Tal M., C. Narteau and D. Jerolmack, *Single-thread channels as the result of localized erosion and deposition driven by vegetation*, *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, **4**, 587-593, 2009.
- [4] Narteau C., E. Lajeunesse, F. Métivier and O. Rozier, *Modelling of dune patterns by short range interactions*, *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, **2**, 1035-1046, 2005.
- [3] Vlastos S., C. Narteau, E. Liu and I. Main, *Seismic wave propagation in fractured media : scattering attenuation as an indicator of fracture network evolution*, *E.A.G.E.*, **67**, 329-333, 2005.
- [2] Vlastos S., C. Narteau, E. Liu and I. Main, *Numerical study of scattering attenuation in fractured media : frequency dependence and effects of characteristic length scales*, *E.A.G.E.*, **65**, 583-587, 2003.
- [1] Narteau C., J.L. Le Mouël and C. Allègre, *Hierarchical system of turbulence*, *Advances in Turbulence*, **VII**, 469-475, 1998.

Sélection de 73 communications dans des congrès internationaux

- Narteau C., Allègre C.J., Shebalin P., Le Mouël J.L., *S.O.F.T. 3, Model of Earthquakes*, AGU Fall Meeting, *Eos Trans.* **77**(46), abstract No. S11C-07, 1996.
- Narteau C., Allègre C.J., Shebalin P., Le Mouël J.L., *Cascading Up and Down in the Nucleation-Growth Process of S.O.F.T.*, AGU Fall Meeting, *Eos Trans.* **78**(46), abstract No. S31C-08, 1997.
- Narteau C., Allègre C.J., Shebalin P., Le Mouël J.L., *Seismic Sequence in a Scaling Organization of Fracture Tectonics*, AGU Fall Meeting, *Eos Trans.* **79**(53), abstract No. S41B-09, 1998.
- Narteau C., Shnirman M., Le Mouël J.L., *Reversal Sequence and Magnetic Field Intensity in a Multiple Scale Dynamo*, AGU Fall Meeting, *Eos Trans.* **79**(53), abstract No. U71B-09, 1998.
- Narteau C., Le Mouël J.L., Allègre C., *Hierarchical system of turbulence*, *Advances in Turbulence*, **VII**, 469-475, 1998.
- Narteau C., *Résultats de la coopération franco-russe en géophysique mathématique et perspectives*, *Cahiers de la fondation des Treilles*, **10**, 130, 1998.
- Narteau C., Le Mouël J.L., Allègre C., *Dynamo mechanism in a hierarchical system*, *EGS, Geophysical Research Abstracts*, **1**, 1999.
- Narteau C., Shebalin P., Le Mouël J.L., Allègre C., *A dynamical scaling law and rupture processes*, *EGS, Geophysical Research Abstracts*, **1**, 1999.
- Narteau C., Le Mouël J.L., Blanter E., Shnirman M., *Chrons, reversals, excursions in a multiple scale dynamo*, AGU Fall Meeting, *Eos Trans.* **80**(52), abstract No. GP21A-04, 1999.
- Narteau C., *Faults networks and spatial distribution of seismicity in a Scaling Organization of Fracture Tectonic (S.O.F.T.) model*, AGU Fall Meeting, *Eos Trans.* **81**(48), abstract No. NG62C-10, 2000.
- Narteau C., *Conjugate Faulting and Symmetry Breaking In A Multiscale Cellular Automaton*, *EGS, Geophysical Research Abstracts*, **4**, abstract No. 03904, 2002.
- Narteau C., *Fault Patterns Under Rotating Conditions In A Multiscale Cellular Automaton*, *EGS, Geophysical Research Abstracts*, **4**, abstract No. 03894, 2002.

- Shebalin P., Narteau C., Holschneider M., *Temporal limits of the aftershock decay rate*, EGS, Geophysical Research Abstracts, **4**, abstract No. 05949, 2002.
- Narteau C., Main I.G., *Evolution of deformation bands in a multiscale cellular automaton*, EGS, Geophysical Research Abstracts, **4**, abstract No. 03887, 2002.
- Narteau C., Shebalin P., Hainzl S., Zöller, G., Holschneider M., *Conditions for a band-limited power law in the aftershock decay rate*, EGU-AGU-EUG, Geophysical Research Abstracts, **5**, abstract No. 04928, 2003.
- Narteau C., Main, I.G., *Classification of faulting patterns at the proximity of the brittle-plastic transition : effect of external forcing and internal healing rates on the emergent structural properties of fault populations*, EGU-AGU-EUG, Geophysical Research Abstracts, **5**, abstract No. 04906, 2003.
- Main, I.G., Narteau C., *A new phase diagram for fault populations : Statistical mechanics of the transition from distributed damage to localised deformation*, EGU-AGU-EUG, Geophysical Research Abstracts, **5**, abstract No. 01159, 2003.
- Liu, E., Vlastos, S., Main I.G., Narteau C., *Finite difference simulation of seismic wave propagation in rocks with spatial distribution of fractures and faults*, EGU-AGU-EUG, Geophysical Research Abstracts, **5**, abstract No. 00797, 2003.
- Narteau C., Main, I.G., *Numerical simulations of the evolution of deformation bands*, EGU-AGU-EUG, Geophysical Research Abstracts, **5**, abstract No. 04886, 2003.
- Vlastos S., Narteau C., Liu E., Main I.G., *Numerical study of scattering attenuation in fractured media : the effects of scalelength on multiple scattering attenuation*, 73rd SEG Meeting, 2003.
- Main I.G., Vlastos S., Narteau C., Schoenberg M., Maillot B., Liu E., Li X., *Simulation of fluid flow and seismic wave propagation in realistic synthetic fracture networks*, Fractured reservoirs : a petroleum group conference at the geological society, London, November 2004.
- Shebalin P., Narteau C., Holschneider M., *Aftershocks as indicators of the state of the stress in a fault system*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **6**, abstract No. 03830, 2004.
- Narteau C., *Time scales of the reversal process in a multiple scale dynamo model*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **7**, abstract No. 05271, 2005.
- Narteau C., Shebalin P., Holschneider M., *The onset of the power law aftershock decay rate in Southern California*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **7**, abstract No. 05255, 2005.
- Narteau C., Lajeunesse E., Métivier F., O Rozier O., *Modelling of dune patterns by short range interactions*, River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, **2**, 1035-1046, 2005.
- Narteau C., Shebalin P., Holschneider M., *Strain accumulation rates in California inferred from aftershocks*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **8**, abstract No. 06152, 2006.
- Byrdina S., Shebalin P., Narteau C., Le Mouël, J.-L., *Spatio-temporal properties of seismicity and largest earthquakes in SW Carpatians*. EGU, Geophysical Research Abstracts, **8**, abstract No. 03930, 2006.
- Main I.G., Vlastos S., Narteau C., Liu E., *Scattering attenuation in fracture systems : the critical opalescence of solids*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **8**, abstract No. 08104, 2006.
- Narteau C., Lajeunesse E., Mtivier F., Rozier O., *Modelling the evolution of a population of dunes* EGU, Geophysical Research Abstracts, **8**, abstract No. 06918, 2006.

- Liu Y., Métivier F., Lajeunesse E., Meunier P., Narteau, C., Gaillardet J., Ye B., *Seasonal mass transport in a proglacial stream, the Urumqi river (Chinese Tianshan)*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **87**(52), abstract No. H21G-1451, 2006.
- Narteau C., Shebalin P., Holschneider M., *Temporal properties of the aftershock decay rate along seismic and aseismic faults* AGU Fall Meeting, Eos Trans. **87**(52), abstract No. NG51B-1027, 2006.
- Liu Y., Métivier F., Meunier P., Narteau, C., Lajeunesse E., Gaillardet J., Ye B., *Mass transport and hydraulics of flow in a high mountain gravel bed stream, the Urumqi river (Chinese Tianshan)*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **88**(52), abstract No. H51I-0891, 2007.
- Narteau C., Le Mouél J.L., Valet J.P., *Two types of reversals*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **9**, abstract No. 05761, 2007.
- Narteau C., Rozier O., *Numerical simulations of barchan dunes under rotating flow*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **9**, abstract No. 05762, 2007.
- Byrdina S., Shebalin P., Narteau C., Le Mouél, J.-L., *Properties of the aftershock decay rate across different stress regimes*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **9**, abstract No. 08345, 2007.
- Narteau C., Rozier O., Zhang D., *Dune morphologies in a lattice gas cellular automaton model for sediment transport*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **10**, abstract No. 05614, 2008.
- Narteau C., Shebalin P., Byrdina S., Schorlemmer D., *The onset of the aftershock decay rate across different stress regimes*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **10**, abstract No. 05624, 2008.
- Métivier F., Liu Y., Narteau, C., Lajeunesse E., Devauchelle O., Ye B., *Bedload measurements, Data analysis and the 3/2 power law*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **89**(53), abstract No. H44A-02, 2008.
- Narteau C., *Multiscale cellular automaton models for earthquakes and faulting*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **89**(53), abstract No. S33A-1932, 2008.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., Claudin P., *Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bedforms*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **89**(53), abstract No. H31G-0970, 2008.
- Métivier F., Narteau, C., Lajeunesse E., Liu Y., Ye B., Devauchelle O., Tal M., Meunier P., *Stochastic bedload transport in gravel bed streams : new insight from field data*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **11**, abstract No. 9922, 2009.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., Claudin P., *Dunes morphologies and superimposed bedforms in a cellular automaton dune model*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **11**, abstract No. 10718, 2009.
- Narteau C., Shebalin P., Holschneider M., Schorlemmer D., *Early aftershock statistics*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **11**, abstract No. 6382, 2009.
- Métivier F., Liu, Y., Narteau, C., Lajeunesse E., Devauchelle O., Ye B., Tal M., Meunier P., *Renewing confidence in the 3/2 power-law*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **11**, abstract No. 6374, 2009.
- Narteau C., Zhang D., Rozier O., Claudin P., *Formation and evolution of superimposed bedforms in a cellular automaton dune model*, 6th Earth Surface Processes Meeting, Roscoff, 2009.
- Tal M., Narteau C., Jerolmack D., *Single-thread channels as the result of localized erosion and deposition driven by vegetation*, River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, **4**, 587-593, 2009.

- Zhang D., Narteau C., Rozier O., *Morphodynamics of superimposed bedforms in a cellular automaton dune model*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **90**(52), abstract No. EP23B-0636, 2009.
- Narteau C., Tal M., *Single-thread channels resulting from a localization process driven by vegetation*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **90**(52), abstract No. EP21D-03, 2009.
- Shebalin P., Narteau C., Holschneider M., Schorlemmer D., *Early aftershocks statistics : first results of prospective test of alarm-based model (EAST)*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **12**, abstract No. 8549, 2010.
- Métivier F., Liu, Y., Narteau, C., Lajeunesse E., Devauchelle O., Ye B., Tal M., Meunier P., *Bedload integral*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **12**, abstract No. 15368, 2010.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., *Morphodynamics of superimposed bedforms in a cellular automaton dune model*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **12**, abstract No. 2905, 2010.
- Guérit L., Barrier L., Métivier F., Narteau, C., Lajeunesse E., Liu, Y., Ye B., *Reconstruction of the sediment transport conditions in the Quaternary Uriumqi alluvial system (northeast Tian Shan, China)*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **12**, abstract No. 8614, 2010.
- Narteau C., Holschneider M., Shebalin P., Schorlemmer D., *c-value maps*, European Seismological Commission, 32nd assembly, Montpellier, 2010.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., *A real-space cellular automaton model for the simultaneous analysis of dune patterns, fluid flow and sedimentary structures*, Global Sand Seas, the Royal Geographical Society, London.
- Shebalin P., Narteau C., Holschneider M., Schorlemmer D., *Short-term earthquake forecasting using early aftershock statistics*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **91**(??), abstract No. S42B-04, 2010.
- Holschneider M., Narteau C., Shebalin P., Schorlemmer D., *Bayesian analysis of aftershock decay rates*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **91**, abstract No. S42B-05, 2010.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., *Morphogenesis of star dunes*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **91**, abstract No. EP51E-0583, 2010.
- Métivier F., Liu, Y., Narteau, C., Lajeunesse E., Devauchelle O., Ye B., Tal M., Meunier P., *Size independant Bedload Transport in Braided Rivers*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **91**, abstract No. EP51E-0584, 2010.
- Guérit L., Barrier L., Métivier F., Narteau, C., Lajeunesse E., Liu, Y., Ye B., *From grain-size distribution to sediment transport conditions in the past*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **91**, abstract No. EP51E-0586, 2010.
- Narteau C., Shebalin P., Holschneider M., *Probing the state of stress using early aftershocks* EGU, Geophysical Research Abstracts, **13**, abstract No. 4954, 2011.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., *Coexistence of bedforms : the star dune paradigm*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **13**, abstract No. 1727, 2011.
- Etchebes M., Klinger Y., Tapponnier P., Xu X., Van Der Woerd J., Narteau C., Wechsler N., *Geometry, Slip distribution and Segmentation of the 11/08/1931 Fuyun Earthquake (Ms 7.9), Xinjiang, China, from satellite image analyses and field observations*. EGU, Geophysical Research Abstracts, **13**, abstract No. 3680, 2011.
- Allègre, C.J., Le Moël, J.L., Narteau C., *Scaling Laws, Earthquakes, Chaos and Predictions*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **92**, abstract No. U23C-04, 2011.
- Etchebes M., Klinger Y., Tapponnier P., Narteau, C., Van Der Woerd J., Xu, X., *Characteristic slip for five great earthquakes along the Fuyun fault in China*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **92**, abstract No. T53C-01, 2011.

- Courrech du Pont S., Zhang D., Narteau C., Rozier O., *Morphodynamics of star dunes*, AGU Fall Meeting, Eos Trans. **92**, abstract No. EP31E-0866, 2011.
- Rodriguez S. et al., *Singular regional brightening events on Titan as seen by Cassini/VIMS*, EPSC-DPS Joint Meeting, **1**, p. 368, 2011.
- Liu Y., Métivier F., Gaillardet J., Ye B., Meunier P., Narteau C., Lajeunesse E., Han T., Malverti L., *Erosion rates deduced from Seasonal mass balance along an active braided river in Tianshan*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **14**, abstract No. 4461, 2012.
- Zhang D., Narteau C., Rozier O., Courrech du Pont S., *Morphodynamics of star dunes*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **14**, abstract No. 3546, 2012.
- Rozier O., Narteau C., *A Real Space Cellular Automaton Laboratory (ReSCAL) to analyze complex geophysical systems*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **14**, abstract No. 5890, 2012.
- Holschneider M., Narteau C., Shebalin P., Peng Z., Schorlemmer D., *Bayesian analysis of the modified Omori law*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **14**, abstract No. 3536, 2012.
- Shebalin P., Narteau C., Zechar J., Holschneider M., *Combining earthquake forecast models using differential probability gains*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **14**, abstract No. 11791, 2012.
- Guérit L., Barrier L., Narteau C., Métivier F., Liu Y., Lajeunesse E., Gayer E., Malverti L., Meunier P., Ye B., *The Grain-size Patchiness of Braided Gravel-Bed Streams : Example of the Urumqi River (northeast Tian Shan, China)*, EGU, Geophysical Research Abstracts, **14**, abstract No. 4989, 2012.
- Rodriguez S. et al., *Singular regional brightening events on Titan as seen by Cassini/VIMS*, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, **43**, p. 1158, 2012.

D'autres communications ont été données aux congrès du SEDI, de l'IUGG, de l'American American Geophysical Union et de l'European Geophysical Union.

Sélection de 17 séminaires invités

- GdR, Transport Solide Naturel, *Un automate cellulaire pour l'étude des populations de dunes*, 2011.
- 7th International Workshop on Statistical Seismology, *From alarm to rate-based earthquake forecast model EAST (Early Aftershock Statistics)*, 2011.
- European Geophysical Union, *Probing the state of stress using early aftershocks*, 2011.
- Ecole Normale Supérieure de Paris, *Propriétés statistiques des tremblements de Terre*, 2010.
- Bureau des longitudes, Académie des Sciences de Paris, *Séquences de répliques et état des contraintes le long des zones de failles*, 2010.
- Stochastic Transport and Emergent Scaling in Earth-surface Processes, *Morphodynamics of superimposed bedforms in a lattice gas cellular automaton dune model*, lake Tahoe, USA, 2009
- Advanced School on Non-Linear Dynamics an Earthquake Prediction, International Centre for Theoretical Physics, *Complex Geophysical Systems*, Trieste, Italy, 2009.
- Institut Français du Pétrole, *Populations de dunes au sein d'un automate cellulaire de l'espace réel*, Rueil-Malmaison, 2009.
- Ecole Normale Supérieure de Lyon, *Echelle caractéristique de la formation des dunes*, 2008.

- Deformation mechanisms, Rheology and Tectonics, *Phase diagram of fault populations*, Milan, 2007.
- Advanced School on Non-Linear Dynamics an Earthquake Prediction, International Centre for Theoretical Physics, *Development of fault networks and earthquake statistics*, Trieste, Italy, 2007.
- Ecole Normale Supérieure de Paris, *Diagramme de phase des populations de fractures*, 2004.
- Complex system group meeting, *From small scale dynamics to dunes populations* University of Edinburgh, 2004.
- Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, *Populations de fractures au voisinage de la transition fragile-ductile*, 2003.
- University of California Los Angeles, *Earthquake statistics*, USA, 2001.
- Institute of Mathematical Application, *Fault populations and earthquake statistics*, Minneapolis, USA, 2001.
- Institut de Physique non-linéaire, *Une dynamo Multi-échelle*, Nice, 1999.

Thèse

Clément Narteau, *Sur l'utilisation des systèmes hiérarchiques et des processus stochastiques en géophysique*, Université Paris 7, 1999.

Apparitions dans la presse écrite et audiovisuelle

- ◇ L'article publié dans la revue *Earth and Planetary Sciences Letters* en 2001 a fait l'objet d'un éclairage particulier dans la revue *Sciences*, **293**, no. 5537, p. 1955 (2001).
- ◇ L'article publié dans la revue *Nature* le 3 décembre 2009 a fait l'objet d'un communiqué de presse émis par le CNRS et l'INSU : "Les répliques de tremblement de terre permettront-elles un jour d'aider à la prévention des séismes ?".
- ◇ Article publié dans l'Encyclopédie Universalis, *La Science au présent*, **15**, p. 81 (2011) : "Prédiction des séismes, répliques et lois fractales".
- ◇ L'article publié dans la revue *Nature Geoscience* le 22 mai 2011 a fait l'objet d'un communiqué de presse émis par le CNRS et l'INSU : "La faille de Fuyun (Chine), une faille qui a produit cinq séismes similaires".
- ◇ L'article publié dans la revue *Nature Geoscience* le 24 juin 2012 a fait l'objet d'un communiqué de presse émis par le CNRS et l'INSU : "Les automates cellulaires : une manière de modéliser les systèmes complexes et en particulier les dunes étoiles".

Recueil des articles et travaux significatifs

Ce manuscript et tous les articles listés page 69 sont accessibles sur le site

http://www.ipgp.fr/~narteau/pub_hdr.html